Thermische Bremsstrahlung und Gyroresonanzstrahlung der Sonne bei 2,8 cm Wellenlänge

Dissertation

zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften

der Fakultät für Physik
der Eberhard-Karls-Universität zu Tübingen

vorgelegt von
KONRAD MAUTE
aus Albstadt-Tailfingen

1984

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Thermische Bremsstrahlung und Gyroresonanzstrahlung der Sonne bei 2,8 cm Wellenlänge

Dissertation

zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften

der Fakultät für Physik
der Eberhard-Karls-Universität zu Tübingen

vorgelegt von
KONRAD MAUTE
aus Albstadt-Tailfingen

1984

Tag der mündlichen Prüfung:	21. März 1984
Dekan:	Professor Dr. K.-H. Herrmann
1. Berichterstatter:	Professor Dr. G. Elwert
2. Berichterstatter:	Professor Dr. E. Haug

A b s t r a c t

Maute, Konrad

Thermische Bremsstrahlung und Gyroresonanzstrahlung der Sonne bei 2,8cm Wellenlänge.

Am 31.08.73 wurde die Radiostrahlung der Sonne mit dem Effelsberger 100m-Teleskop bei 2,8cm Wellenlänge gemessen. Am gleichen Tag wurden an Bord von Skylab Röntgenbilder mit verschiedenen Filtern aufgenommen. Ihre quantitative Analyse ermöglicht es, die Temperatur und das differentielle Emissionsmaß der Sonnenkorona zu bestimmen. Außerdem kann man aus den vom Kitt Peak National Observatory gemessenen Longitudinalkomponenten des photosphärischen Magnetfeldes den Feldverlauf in der äußeren Atmosphäre berechnen. Mit diesen Daten und Modellen des Übergangsgebietes kann die thermische Bremsstrahlung der Aktivitätsgebiete angegeben werden. Dabei zeigt sich, daß die berechneten Strahlungstemperaturen der thermischen Bremsstrahlung bei einigen Aktivitätsgebieten deutlich unter den gemessenen Werten liegen.

Ein weiterer Beitrag wird von der Gyroresonanzstrahlung geliefert. Bei Anwesenheit starker Magnetfelder sind die thermischen Elektronen des solaren Plasmas in der Lage, bei harmonischen Vielfachen ihrer Larmorfrequenz das Plasma optisch dick zu machen, wodurch Strahlungstemperaturen erzeugt werden, die der Plasmatemperatur dieser Resonanzschichten entsprechen.

Die Analyse der Daten vom 31.08.73 ergab, daß die Gyroresonanzstrahlung bei einigen Aktivitätsgebieten in kleinen Bereichen mit einem Durchmesser von weniger als 5" lokalisiert ist. Die Strahlungstemperaturen sind dort um über eine Größenordnung höher als die der thermischen Bremsstrahlung. Dies wird durch neuere hochaufgelöste Messungen bestätigt.

Die mit einer Auflösung von einigen Bogensekunden vorliegenden Rechenergebnisse müssen noch mit dem Abbildungsdiagramm des Radioteleskops gefaltet werden. Dadurch sinkt zwar der Anteil der Gyroresonanzstrahlung unter den der thermischen Bremsstrahlung, ihr Beitrag ist jedoch in Aktivitätsgebieten mit starkem Magnetfeld beträchtlich.

Inhaltsverzeichnis

	Seite
I. Einleitung	3
II. Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in einem Plasma	5
III. Strahlungstemperatur	10
IV. Thermische Bremsstrahlung	13
V. Gyroresonanzstrahlung	17
VI. Auswertung der Skylab - Röntgenbilder	27
VII. Magnetfeld - Berechnungen aus den vom Kitt - Peak - Observatorium gemessenen Longitudinalkomponenten	31
a) nach Schmidt	32
b) nach Nakagawa	33
c) nach Semel	35
d) nach Sakurai und Uchida	36
VIII. Atmosphärenmodelle	40
a) Alissandrakis, Kundu, Lantos	40
b) Rosner, Tucker, Vaiana	43
c) Abänderung der Modelle	46
IX. 2.8 cm Radiomessung mit dem Effelsberger Spiegel	49
X. Ergebnisse	52
a) Ablauf der Auswertungen	52
b) McMath 507	55
c) McMath 510	60
d) McMath 501	65

Seite

e) McMath 511 67
f) McMath 509 70
g) Diskussion 71
h) Untersuchung der Ergebnisse von Lang et al. 75

XI. Zusammenfassung 79

a) Schlußfolgerungen 79
b) Einschränkungen der Analyse 81
c) Ausblick 83

XII. Literaturverzeichnis 84

XIII. Abbildungen 88

I. Einleitung

Durch hochaufgelöste Röntgenaufnahmem, EUV -Bilder und Radiobeobachtungen bei verschiedenen Wellenlängen hat sich das Wissen über die solare Atmosphäre in den letzten Jahren wesentlich vergrößert. Dabei hat es sich gezeigt, daß die starke Emission von Röntgenstrahlung und die langsam variierende Komponente der Radiostrahlung aus Bereichen der Atmosphäre stammt, die oberhalb von Gebieten mit einem starken photosphärischen Magnetfeld liegen.
Auf den EUV - und Röntgenbildern ist zu erkennen, daß sich entlang magnetischer Feldlinien Materie hoher Dichte und Temperatur in bogenförmigen Strukturen ansammelt. Webb und Zirin (1980) haben gezeigt, daß Materie mit $T > 10^6$ K über Aktivitätsgebieten ohne Flares in Form von Loops zwischen photosphärischen Magnetfeldern unterschiedlicher Polarität angeordnet ist. Die Tatsache, daß ein Plasma dieser Zustandsgrößen durch thermische Bremsstrahlung in der Lage ist, sowohl im Röntgenbereich als auch im cm - Wellenlängenbereich starke Emission hervorzurufen, legt die Vermutung nahe, daß der größte Teil der S - Komponente der Radiostrahlung aus diesen Loops stammt. Kundu und Velusamy (1980) zeigten zum ersten Mal die Existenz Loop - ähnlicher Strukturen bei 2.8 cm. Lang et al. (1983) schließen aus ihren 20 cm Messungen, daß es sich bei dieser Strahlung um ein Gegenstück zu den X - Ray - Loops handelt.

In dieser Arbeit werden Aufnahmen vom 31.08.73 im Bereich der weichen Röntgenstrahlung (λ = 2 - 55 Å) und Messungen des Effelsbergerger Radioteleskops bei einer Wellenlänge von λ = 2.8 cm ausgewertet. Es zeigt sich, daß die von dem Röntgenteleskop erfaßte Materie im Temperaturbereich von ungefähr 1 - $5 \cdot 10^6$ K nicht in jedem Fall in der Lage ist, durch thermische Bremsstrahlung die gemessenen Radiointensitäten zu liefern. Vielmehr ist es nötig, den Ausstrahlungsmechanismus der magnetischen Bremsstrahlung, im

folgenden auch Gyroresonanzstrahlung genannt, mit zu berücksichtigen.
Die Gyroresonanzstrahlung tritt bei harmonischen Vielfachen der Larmorfrequenz auf und gestattet eine Erklärung der beobachteten hohen Strahlungstemperaturen (Kundu et al., 1977; Lang und Wilson, 1979; Felli et al., 1975, 1977) oberhalb von Sonnenflecken mit Magnetfeldstärken von mehreren tausend Gauß. Dazu ist es aber notwendig, den Verlauf des Magnetfeldes oberhalb der Photosphäre zu kennen. Leider ist die Möglichkeit, durch Messung der Zeeman - Aufspaltung das solare Magnetfeld zu bestimmen, auf die Photosphäre beschränkt.
Durch hochaufgelöste Radiomessungen mit variabler Wellenlänge im cm- Bereich bestünde aber die Möglichkeit, weitere Aussagen über die Magnetfelder in der oberen Chromosphäre, im Übergangsgebiet und in der Korona machen zu können.

II. Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in einem Plasma

Betrachtet wird die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in einem vollständig ionisierten magnetoaktiven Plasma mit der Frequenz ω, die wesentlich höher als die Zyklotronfrequenz $\omega_H = eH/Mc$ der Ionen sein soll, wobei M die Ionenmasse, c die Lichtgeschwindigkeit, e die Elementarladung und H die Magnetfeldstärke ist. Für solche hochfrequente Wellen kann der Effekt der Ionen vernachlässigt werden. Die Maxwell Gleichungen lauten dann:

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} - \omega^2/c^2 \, (\vec{D} - i \, 4\pi/\omega \, \vec{j}) =$$

$$= \Delta \vec{E} - \nabla(\nabla \cdot \vec{E}) + \omega^2/c^2 \, (\vec{D} - i \, 4\pi/\omega \, \vec{j}) = 0$$

$$D_i - i \, 4\pi/\omega \, j_i = \epsilon_{ik} \, E_k \quad , \qquad \text{II.1}$$

wobei $\vec{E}$ und $\vec{H}$ der elektrische bzw. der magnetische Feldvektor, $\vec{D}$ der elektrische Verschiebungsvektor, $\vec{j}$ die Stromdichte und ϵ_{ik} der Dielektrizitätstensor ist.
Für die folgenden Betrachtungen sei das Koordinatensystem so gewählt, daß der Vektor des Magnetfeldes $\vec{H}$ in der y-z Ebene und der Wellenvektor $\vec{k}$ in Richtung der z Achse liegt.
Macht man zur Lösung den Ansatz ebener Wellen $E = E_0 \exp(i(\omega t - kr))$ mit $k = \omega/c \cdot (n - i\kappa)$, so erhält man das Gleichungssystem:

$$\frac{d^2 E_x}{dz^2} + \omega^2/c^2 \, (AE_x + iCE_y) = 0$$

$$\frac{d^2 E_y}{dz^2} + \omega^2/c^2 \, (-iCE_x + BE_y) = 0$$

$$A = \frac{(1-is)u - (1-is-v)^2 \cdot (1-is) - uv \cdot \cos^2\alpha}{(1-is)u - (1-is)^2 \cdot (1-is-v) - uv \cdot \cos^2\alpha}$$

$$B = \frac{u(1-is-v) - (1-is)(1-is-v)^2}{(1-is)u - (1-is)^2(1-is-v) - uv\cos^2\alpha}$$

$$C = \frac{\sqrt{u}\, v\,(1-is-v)\cos\alpha}{(1-is)u - (1-is)^2(1-is-v) - uv\cos^2\alpha} \quad , \qquad \text{II.2}$$

mit $u = \omega_H^2/\omega^2 = (eH/mc\omega)^2$, $v = \omega_0^2/\omega^2 = 4\pi e^2 N_e/m\omega^2$ und $s = \nu/\omega$, wobei ω_H die Zyklotronfreqenz, ω_0 die Plasmafrequenz und s das Verhältnis der effektiven Stöße der Elektronen zur Frequenz ω ist.

Die Bedingung einer nichttrivialen Lösung des Gleichungssystems führt zu einer Gleichung für den komplexen Brechungsindex (Ginzburg, 1961):

$$(n - i\kappa)_j^2 = 1 - \frac{2v(1-is-v)}{2(1-is)(1-is-v) - u\sin^2\alpha \mp \sqrt{u^2\sin^4\alpha + 4u(1-is-v)^2\cos^2\alpha}} \qquad \text{II.3}$$

Im Falle der Abwesenheit von Absorption erhält man den reellen Brechungsindex:

$$n_j^2 = 1 - \frac{2v(1-v)}{2(1-v) - u\sin^2\alpha \mp \sqrt{u^2\sin^4\alpha + 4u(1-v)^2\cos^2\alpha}} \qquad \text{II.4}$$

Der Index j steht dabei für den ordentlichen und außerordentlichen Ausbreitungsmodus, denen das + und das - Zeichen entsprechen. α ist der Winkel zwischen Magnetfeld und der Ausbreitungsrichtung.

Spezielle Fälle:

a) Magnetfeld H = 0:

Daraus folgt : u = 0 und man erhält:

$$(n - i\kappa)_j^2 = 1 - v/(1 - is) = 1 - \omega_0^2/\omega(\omega - i\nu). \qquad \text{II.5}$$

b) Longitudinale Ausbreitung:

Die Welle breitet sich entlang des Magnetfeldes aus, d.h. $\alpha = 0$:

$$(n - i\kappa)_j^2 = 1 - v/(1 - is \mp \sqrt{u}), \qquad \text{II.6}$$

oder ohne Absorption:

$$n_j^2 = 1 - \omega_0^2/(\omega(\omega \pm \omega)). \qquad \text{II.7}$$

c) Quasilongitudinale Näherung:

Die Komplexität des Ausdruckes für $(n - i\kappa)_j^2$ bei beliebigem Winkel α macht es wünschenswert, für die praktische Anwendung Näherungsgleichungen einzuführen. Man sieht leicht, daß wenn gilt

$$\frac{u_T^2}{4u_L^2} = \frac{u \sin^4\alpha}{4\cos^2\alpha} = \frac{\omega_H^2 \sin^4\alpha}{4\omega^2\cos^2\alpha} \ll (1+v)^2 + s^2$$

$$\left| 1 - \sqrt{u}\cos\alpha \right| \gg \frac{(1+v)u\sin^2\alpha}{2((1-v)^2 + s^2)} \qquad \text{II.8}$$

$$u_T = u\sin^2\alpha \quad , \quad u_L = u\cos^2\alpha \quad ,$$

man für den komplexen Brechungsindex erhält:

$$(n - i\kappa)_j^2 = 1 - \frac{v}{1 \mp \sqrt{u}\cos\alpha - is} \qquad \text{II.9}$$

Gl. II.9 unterscheidet sich von der Form für die longitudinale Ausbreitung nur durch den Kosinus im Nenner, deshalb wird dieser Fall als quasilongitudinal bezeichnet.
Im Fall der oberen Chromosphäre und der Korona gilt für den cm - Wellenlängenbereich, daß v für $N_e \ll 10^{11}\ cm^{-3}$ sehr viel kleiner als 1 ist und der reele Brechungsindex deswegen in sehr guter Näherung gleich 1 gesetzt werden kann.

Polarisation:

Die Polarisation, d.h. das Verhältnis zwischen den Komponenten E_x und E_y kann sofort aus den Gl. II.2 gefunden werden, wenn man den Wert für $(n - i\kappa)_j^2$ einsetzt. Im Fall der longitudinalen Ausbreitung ist es bequem, den Ausdruck

$$F_{\pm} = E_x \pm iE_y \qquad \text{II.10}$$

zu verwenden, für den sich aus den Gl. II.2 ergibt:

$$\frac{d^2F_{\pm}}{dz^2} + \frac{\omega^2}{c^2}\left(1 - \frac{v}{1 - is \mp \sqrt{u}}\right) F_{\pm} = 0 . \qquad \text{II.11}$$

Die harmonische Lösung ist unter Verwendung von Gl. II.6:

$$F_{\pm} = F_{0,\pm} \exp\left(\pm i\frac{\omega}{c}(n - i\kappa)_{\pm} z\right) \qquad \text{II.12}$$

$$(n - i\kappa)_{\pm}^2 = 1 - v/(1 - is \mp \sqrt{u}) . \qquad \text{II.13}$$

Man erhält also zwei normale Wellen, die charakterisiert sind durch ihre Phasengeschwindigkeit $v_{\pm} = c/n_{\pm}$, ihren Absorptionskoeffizienten $\eta_{\pm} = 2\omega\kappa_{\pm}/c$ und durch ihre Polarisation. Für die (+) Welle ist $F_- = 0$ und $E_x = iE_y$, für die (-) Welle ist $F_+ = 0$ und $E_x = -iE_y$. Sieht man sich den Ausdruck für das Wellenfeld in der zeitlichen Entwicklung an mit

$$F_{\pm} = F_{0,\pm} \exp(i(\omega t - (n - i\kappa)_{\pm}/c)z) \qquad \text{II.14}$$

und benutzt den rellen Teil, so sieht man, daß die (±) Wellen zirkular polarisiert sind und daß der Vektor $\vec{E}$ für die (+) Welle im Uhrzeigersinn und für die (-) Wellen entgegen dem Uhrzeigersinn rotiert, wenn man entlang der z - Achse schaut. Für festes z ergibt sich z.B. bei z = 0 für die (±) Wellen:

$$E_x = \mp E_0 \sin \omega t \; ; \qquad E_y = E_0 \cos \omega t. \qquad \text{II.15}$$

Die Richtung der Rotation der (+) Welle, auch außerordentliche Welle genannt, entspricht der Richtung der Rotation von Elektronen im Magnetfeld. Deshalb tritt auch bei Erreichen der Gyrofrequenz der Elektronen bei der außerordentlichen Welle Resonanz auf, denn der Nenner in Gl. II.13 enthält die Differenz $\omega - \omega_H$.
Betrachtet man die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen für einen beliebigen Winkel α zum Magnetfeld $\vec{H}$, so ist das Verhaltnis $E_{y1,2} / E_{x1,2}$ ohne Absorption gegeben durch:

$$\frac{E_{y1,2}}{E_{x1,2}} = K_{1,2} = -i \, \frac{2\sqrt{u}(1-v)\cos\alpha}{u \sin^2\alpha \mp \sqrt{u^2 \cdot \sin^4\alpha + 4u(1-v)^2 \cos^2\alpha}} \qquad \text{II.16}$$

Dabei gilt das - Zeichen wieder für den ordentlichen und das + Zeichen für den außerordentlichen Strahl. Die $K_{1,2}$ werden Polarisationskoeffizienten genannt.
Man sieht, daß beide Wellentypen elliptisch polarisiert sind. Die Achsen der Ellipse liegen nach Projektion auf die x-y Ebene parallel zu der x und y Achse.

III. Strahlungstemperatur

Die Änderung der Intensität der j -ten normalen Welle I_j in einer homogenen planparallelen Schicht in Richtung der Ausbreitung $v_{gr} = d\omega/dk_j$ ist durch die Strömungsgleichung gegeben

$$\frac{dI_j}{dl} = a_j - \mu_j I_j \quad , \qquad \text{III.1}$$

wobei dl das Wegelement entlang der Gruppengeschwindigkeit v_{gr} und μ_j der Absorptionskoeffizient ist. Die Größe a_j ist die von einem Einheitsvolumen in Einheitszeit ausgestrahlte Energie pro Frequenzbereich und Raumwinkelelement.
Ist das Medium nicht mehr homogen, ändert seine Eigenschaften aber nur sehr langsam, so kann es in infinitesimal dünne planparallele Schichten unterteilt werden, wobei an den Übergangsstellen das Brechungsgesetz gilt. In einem magnetoaktiven Plasma, in dem der Winkel θ zwischen dem Wellenvektor k_j und der Gruppengeschwindigkeit $d\omega/dk_j$ normalerweise nicht Null ist, gilt dann:

$$\frac{n_j^2}{|\cos\theta|} \cdot \frac{d}{dl}\left(\frac{I_j|\cos\theta|}{n_j^2}\right) = a_j - \mu_j I_j \quad . \qquad \text{III.2}$$

Unter der Annahme eines lokalen thermodynamischen Gleichgewichts und mit $h\omega \ll kT$ kann man für die Ausstrahlung das Rayleigh - Jeans Gesetz verwenden:

$$I_j^{\circ} = \frac{n_j^2\,\omega^2\,kT}{8\,\pi^3 c^2 |\cos\theta|} \quad , \qquad \text{III.3}$$

wobei h und k die Planck - bzw. Boltzmann Konstanten sind. Bei thermodynamischem Gleichgewicht ist die linke Seite der Gleichung III.1 Null und die Strömungsgleichung reduziert sich zum Kirchhoffschen Satz:

$$a_j = \mu_j I_j^{\circ} \quad . \qquad \text{III.4}$$

Bei lokalem thermodynamischem Gleichgewicht sind die Ausstrahlung und die Absorption durch den Kirchhoffschen Satz verknüpft und es gilt:

$$\frac{n_j^2}{\cos\theta} \cdot \frac{d}{dl}\left(\frac{I_j \cos\theta}{n_j^2}\right) = \mu_j \, (I_j^\circ - I_j) \, . \qquad \text{III.5}$$

Mit der optischen Dicke $\tau_j = \int_{l_\circ}^{l} \mu_j \, dl$ III.6

kann man Gl III.5 umschreiben in:

$$\frac{d}{d\tau_j}\left(\frac{I_j \cos\theta}{n_j^2}\right) = \frac{\omega^2 \, kT}{8\pi^3 c^2} - \frac{I_j \cos\theta}{n_j^2} \, . \qquad \text{III.7}$$

Führt man die in Gl. III.3 definierte effektive Temperatur T ein, und integriert von der Richtung des Beobachters aus, so ergibt sich für die beobachtete Strahlungstemperatur T_b:

$$T_b(l) = \int_o^{\tau_j} T \exp(-\xi) d\xi + \exp(-\tau_j) \, T_b(l_\circ) \, . \qquad \text{III.8}$$

Die Strahlungstemperatur entspricht der Intensität, mit der ein schwarzer Körper dieser Temperatur strahlen würde.
Für eine isotherme Schicht erhält man

$$T_b(l) = T \, (1-\exp(-\tau_j)) + \exp(-\tau_j) \, T_b(l_\circ) \, . \qquad \text{III.9}$$

Es ist leicht zu sehen, daß bei einem isothermen Plasma mit großer optischer Dicke ($\tau_j \gg 1$) die Strahlungstemperatur T_b der kinetischen Temperatur T des Plasmas entspricht.

$$T_b \approx T \, . \qquad \text{III.10}$$

Für eine optisch dünne Schicht ($\tau_j \ll 1$) dagegen gilt

$$T_b = T \cdot \tau_j + T_b(l_0). \qquad \text{III.11}$$

Die gemessene Strahlungstemperatur T_b setzt sich in diesem Fall also zusammen aus dem Produkt der effektiven Temperatur und der optischen Dicke der dem Beobachter am nächsten liegenden Schicht und der aus dem Bereich dahinter stammenden Strahlungstemperatur. Bei der Sonnenatmosphäre, wo die Temperatur von der Photosphäre zur Korona sehr steil ansteigt, liegen die bei geringer optischer Dicke der Korona gemessenen Strahlungstemperaturen wesentlich niedriger als die in der Korona tatsächlich herrschenden Temperaturen.

IV. Thermische Bremsstrahlung

In einem hochionisierten Plasma, wie es die Sonnenchromosphäre und die Korona darstellen, strahlen thermische Elektronen durch Ablenkung ihrer Trajektorien im Feld eines Protons oder Ions Energie ab. Die Protonen und Ionen werden wegen ihrer viel größeren Masse nur unwesentlich beschleunigt, so daß sie während des Stoßes als stationär angesehen werden können. Unter der Annahme einer Maxwell - Geschwindigkeitsverteilung der Plasmaelektronen berechnete Scheuer (1960) die ausgestrahlte Energie eines Proton - Elektron Gases pro cm^3 und Frequenzintervall df

$$4\pi j\, df = \frac{32\pi}{3} \frac{e^6}{c^3 m^2} 4\pi N_i N_e \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{\frac{3}{2}} \frac{kT}{m}\, df\, g \quad , \qquad \text{IV.1}$$

mit j = Emissionskoeffizient = ausgestrahlte Energie pro Einheitsraumwinkel. N_e und N_i sind die Elektronen - bezw. Ionendichte. Der Gaunt Faktor g ist ein logarithmischer Term, der gegeben ist durch

$$\ln \left(\frac{8k^3T^3}{\pi^2 e^4 f^2 m} - 5\gamma \right) \quad , \qquad \text{IV.2}$$

mit $\gamma = 0.577$. Er stimmt mit dem aus quantenmechanischen Rechnungen (Elwert, 1948) gewonnenen überein.
Aus dem Kirchhoff – Prinzip kann man dann die Volumenausstrahlung η und den Absorptionskoeffizienten μ eines ionisierten Gases im thermodynamischen Gleichgewicht mit der Schwarzen – Körper – Strahlung bei der Temperatur T berechnen. Die Volumenausstrahlung η ist dann bei einer Schwarzen Körper – Temperatur T und dem Absorptionskoeffizienten μ gegeben durch $\eta_f = n^2 f^2 \mu\, kT/c^2$, wobei (η_f / n^2) die Energie ist, die in einer Polarisationsrichtung bei der Frequenz f pro Einheitsraumwinkel, Einheitsvolumen und Einheitszeit

ausgestrahlt wird. Für n = 1 ergibt sich für den Absorptionskoeffizienten:

$$\mu = N_i N_e \frac{16\pi e^6}{3c} \frac{1}{(2\pi mkT)^{3/2} f^2} \ln\left(\frac{8k^3T^3}{\pi^2 e^4 f^2 m} - 5\gamma\right) . \qquad \text{IV.3}$$

Diese Herleitung des Absorptionskoeffizienten hält sich an die Darstellung von Kundu, (1965).

Eine etwas andere Ableitung des Absorptionskoeffizienten μ, wie sie bei Zheleznyakov (1970) zu finden ist, erhält man aus der Theorie der Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in einem magnetoaktiven Plasma.
Ihr Ausgangspunkt ist, daß die Absorption aufgrund von Stößen durch den in Gl. II.3 angegebenen komplexen Brechungsindex gekennzeichnet ist, wobei im Falle der quasilongitudinalen Näherung die einfachere Gl. II.6 benutzt werden darf.
Wenn zugleich die Zahl der effektiven Stöße $\nu \ll 1$ ist, dann gilt für einen großen Frequenzbereich für den reellen Brechungsindex:

$$n_j^2 = 1 - \frac{v}{1 \mp \sqrt{u}\,|\cos\alpha|} . \qquad \text{IV.4a}$$

Diese Annahmen sind bei λ=2.8cm in den untersuchten Fällen fast ausnahmslos bestätigt worden.
Dann läßt sich auch der reelle Absorptionsindex leicht ausrechnen und ist gegegeben durch:

$$\kappa_j = \frac{v\nu}{2\omega(1 \mp \sqrt{u}\,|\cos\alpha|)^2 n_j} . \qquad \text{IV.4b}$$

Der Absorptionskoeffizient ist dann:

$$\mu_j = 2\frac{\omega}{c}\kappa_j \cos\theta \qquad \text{IV.5}$$

Die effektive Zahl der Stöße eines Elektrons pro sec ist in hinreichender Näherung gegeben durch (Ginzburg ,1961):

$$\nu = \pi \frac{e^4}{(kT)^2}\bar{V}N \ln\left(0.37\frac{kT}{e^2 N^{1/3}}\right) \approx \frac{5.5N}{T^{3/2}} \ln\left(220\frac{T}{N^{1/3}}\right); (T < 10^5 K) \quad \text{IV.6a}$$

$$\nu = \pi \frac{e^4}{(kT)^2}\bar{V}N \ln\left[\delta\left(\frac{me^4}{\hbar^2 kT}\right)^{1/3}\frac{kT}{e^2 N^{1/3}}\right] \approx \frac{5.5N}{T^{3/2}} \ln\left(10^4\frac{T^{2/3}}{N^{1/3}}\right); (T > 10^5 K) \quad \text{IV.6b}$$

$\bar{V} = \sqrt{8kT/m\pi}$; $\delta \sim 1$.

Dabei wurde vollständige Einmalionisation angenommen. Der so abgeleitete Absorptionskoeffizient entspricht dem aus dem Kirchhoffschen Prinzip berechneten fast vollständig. In der praktischen Anwendung ergeben sich Differenzen in der Größenordnung eines Prozentes, so daß sie als gleichwertig anzusehen sind. Im Falle der Sonnenatmosphäre, wo man in Gl. IV.3 $N_e = N_i = N$ setzen kann, nimmt man oft die einfache Form

$$\mu_j = \frac{\xi}{f^2}\frac{N_e^2}{T^{3/2}} \qquad \text{IV.7}$$

mit $\xi = 0.16$ (in MKSA Einheiten) in der Korona und $\xi = 0.11$ in der Chromosphäre (Kundu, 1965).

Für die optische Dicke des Plasmas erhält man in der quasi-longitudinalen Näherung:

$$\tau_j = \int \frac{\omega_0^2 \nu \, dl}{\omega^2 c n_j \left(1 \mp \frac{\omega_H |\cos\alpha|}{\omega}\right)^2} \; . \qquad \text{IV.8}$$

Setzt man die effektive Zahl der Stöße ein, so erhält man:

$$\tau_j = \int \frac{4\pi e^2}{mc} \; 5.5 \; \ln\left(\quad \right) \frac{N_e^2}{\omega^2 T^{3/2}} \; \frac{1}{(1 \mp \sqrt{u}\,|\cos\alpha|)^2 \left(1 - \frac{v}{1 \mp \sqrt{u}\,|\cos\alpha|}\right)^{1/2}} \, dl$$

In der leeren Klammer ist dabei der Ausdruck aus IV.6a oder IV.6b zu verwenden, je nachdem ob die Temperatur größer oder kleiner als $1 \cdot 10^5$ K ist.

V. Gyroresonanzstrahlung

Um die hohen beobachteten Strahlungstemperaturen im cm Bereich oberhalb starker photosphärischer Magnetfelder erklären zu können, wurde der Mechanismus der Gyroresonanzstrahlung zur Interpretation mit herangezogen (Zheleznyakov, 1962; Kakinuma und Swarup, 1962; Zlotnik, 1968a,1968b; Alissandrakis et al., 1980; Pallavicini et al., 1981; Webb et al., 1983).

Der Grundgedanke dabei ist, daß auch schwach relativistische Elektronen bei Anwesenheit eines starken Magnetfeldes in der Lage sind, bei harmonischen Vielfachen ihrer Larmorfrequenz Energie abzustrahlen. Da nach dem Kirchhoffschen Satz im thermodynamischen Gleichgewicht mit der Emission eine entsprechende Absorption verbunden ist, wird das solare Plasma an wohldefinierten Stellen optisch dick. Dies hat zur Folge, daß eine Strahlungstemperatur gemessen wird, die der dort herrschenden thermischen Plasmatemperatur entspricht. Liegen diese optisch dicken Resonanzniveaus bei starken Magnetfeldern nun in Höhen, die in der Korona oder im Übergangsgebiet angesiedelt sind, so mißt man Temperaturen, die wesentlich über den bei der thermischen Bremsstrahlung vorkommenden Werten liegen.

Der Absorptionskoeffizient der Gyroresonanzstrahlung bei harmonischen Vielfachen s der Larmorfrequenz $\omega_H = eH/mc$ wurde kinetisch behandelt in den Veröffentlichungen von Sitenko und Stepanov (1956), Stepanov (1958), Gershman (1959 ,1960). Wie im vorherigen Paragraphen gibt es aber auch die einfachere Möglichkeit, den Absorptionskoeffizienten unter Anwendung des Kirchhoffschen Prinzips herzuleiten. Es verknüpft den Absorptionskoeffizienten einer elektromagnetischen Welle mit der Ausstrahlung eines Plasmas, die wiederum aus der bekannten Ausstrahlung eines einzelnen Teilchens berechnet werden kann, wenn man über alle Teilchen mit einer bekannten Geschwindigkeitsverteilung integriert.

Eidman (1958) löste die Feldgleichungen für die Ausstrahlung eines geladenen relativistischen Teilchens, das sich in einem magnetoaktiven Medium auf einer Helixbahn bewegt. Dabei stellte er das Feld in einem Kasten entsprechend der Hamiltonschen Methode mittels eines Systems von Oszillatoren dar. Als Lösung ergibt sich für die Ausstrahlung eines Eletrons pro sec und Raumwinkelelement für ein Vielfaches s der Grundfrequenz

$$\frac{dE_j}{dt}\frac{d\Omega}{} = \frac{n_j e^2\omega^2\nu_j^2 \left(\beta_\perp J_s'(\xi) + (\alpha_j s\beta_\perp \xi^{-1} + \beta_j\beta_\parallel) J_s(\xi)\right)^2 d\Omega}{2\pi c \left| 1 - \beta_\parallel \cos\alpha \left(n_j + \omega\frac{dn_j}{d\omega}\right)\right|} \qquad V.1$$

mit

$$\nu_j^2 = \frac{n_j^2 (1 - u)}{(1-u-v)(1+\alpha_j^2) + (1-v)(1-u)\beta_j^2 - 2v\sqrt{u}\alpha_j} = \frac{1}{1 + K_j^2} \qquad V.2$$

$$\alpha_j = K_j \cos\alpha + \Gamma_j \sin\alpha \qquad V.3$$

$$\beta_j = \Gamma_j \cos\alpha - K_j \sin\alpha \qquad V.4$$

$$K_j = \frac{2\sqrt{u}(1 - v)\cos\alpha}{u\cdot\sin^2\alpha \pm \sqrt{u^2\sin^4\alpha + 4u(1 - v)^2\cos^2\alpha}} \qquad V.5$$

$$\Gamma_j = \frac{v\sqrt{u}\sin\alpha + K_j uv\cdot\sin\alpha\cos\alpha}{1 - u - v + uv\cos^2\alpha} . \qquad V.6$$

$J(\xi)$ und $J'(\xi)$ sind Besselfunktionen s-ter Ordnung und ihre Ableitungen mit den Argumenten $\xi = sn_j\beta_\perp\sin\alpha/(1 - \beta_\parallel n_j\cos\alpha)$, $\beta_\perp = V_\perp/c$, $\beta_\parallel = V_\parallel/c$ und $k_j = \omega n_j/c$ ist die Wellenzahl. $V_\parallel$ und $V_\perp$ sind die Elektronengeschwindigkeiten parallel bezw. senkrecht zum Magnetfeld.
Die Emissionsfrequenz ist durch die Dopplergleichung gegeben

$$\omega = \frac{s\,\omega_H \sqrt{1 - \beta^2}}{1 - \beta_{\parallel} n_j \cos\alpha} \quad , \qquad \text{V.7}$$

mit $\beta = V/c = \sqrt{kT/mc^2}$, wobei $\sqrt{1-\beta^2}$ die relativistische Massenkorrektur und $(1-\beta_{\parallel} n_j \cos\alpha)$ die Dopplerverschiebung sind.

K_j und Γ_j charakterisieren die Polarisation der emittierten normalen Wellen, iΓ_j ist das Verhältnis der Longitudinalkomponente (entlang von $\vec{k}_j$) des elektrischen Feldes $\vec{E}$ zur $\vec{E}$ - Komponente, die orthogonal zu $\vec{H}$ und $\vec{k}_j$ liegt; iK_j ist das Verhältnis der auf $\vec{k}_j$ senkrecht stehenden $\vec{E}$ - Komponente, die in der $\vec{k}_j$ - $\vec{H}$ Ebene liegt, zur Komponente, die senkrecht zu dieser Ebene steht.

Gl. V.1 gilt streng für relativistische Elektronen. Sie kann jedoch wesentlich vereinfacht werden, wenn man den schwach relativistischen Fall mit $\beta \ll 1$ betrachtet. Vorausgesetzt wird

$$\beta^2 \ll 1; \quad |n_j \beta_{\parallel}| \ll 1; \quad |s n_j \beta_{\perp} \sin\alpha| \ll 1; \quad \left|\beta_{\parallel}\omega \frac{dn_j}{d\omega}\right| \ll 1 \quad . \qquad \text{V.8}$$

Dann hängt auch die Emissionsfrequenz nicht mehr von $V_{\perp}$ ab

$$\omega \approx \frac{s\,\omega_H}{1 - n_j\,\beta_{\parallel}\cos\alpha} \quad , \qquad \text{V.9}$$

und liegt daher nahe bei $s\,\omega_H$. Weiter ist das Argument der Besselfunktionen $J(s n_j \beta_{\perp} \sin\alpha)$ sehr viel kleiner als 1. Dies erlaubt einem, die Entwicklung der Besselfunktionen nach ihrem linearen Glied abzubrechen, und man erhält für die Dipolstrahlung eines schwach relativistischen Elektrons im Magnetfeld

$$\frac{dE_{j\Omega}\,d\Omega}{dt} \approx \frac{n_j e^2 \omega^2 \gamma_j^2 (s\beta_{\perp}(1+\alpha_j) + \xi\beta_j\beta_{\parallel})^2\ \xi^{2s-2} d\Omega}{2\pi c \left|1 - \beta_{\parallel}\cos\alpha\left(n_j + \frac{\omega dn_j}{d\omega}\right)\right| 2^{2s}(s!)^2} \quad . \qquad \text{V.10}$$

Benutzt man die obigen Einschränkungen und setzt das Argument ξ ein, wird Gl. V.10 vereinfacht zu

$$\frac{dE_{j\Omega}d\Omega}{dt} \approx \frac{n_j e^2 \omega^2 \beta_\perp^2}{4\pi c} \gamma_j^2 (1+\alpha_j+n_j\beta_j\beta_{//}\sin\alpha)^2 2^{-2s+1} \qquad V.11$$

$$\times s^2 \cdot (s!)^{-2} (s n_j \beta_\perp \sin\alpha)^{2s-2} .$$

Um die Gesamtausstrahlung eines Einheitsvolumens pro sec und Raumwinkelelement $d\Omega$ angeben zu können, muß man die Ausstrahlung mit der Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen mitteln:

$$\frac{dE_{j\Omega}d\Omega}{dt} = d\Omega \int_0^\infty \int_{V_{//}} \int_0^{2\pi} \frac{dE_{j\Omega}}{dt} f(V_{//}, V_\perp, \varphi) V_\perp \, dV_\perp \, dV_{//} \, d\varphi . \qquad V.12$$

Hierbei wurden die Zylinder-Koordinaten $V_{//}, V_\perp, \varphi$ benutzt, mit $V_{//}$ als der Geschwindigkeitskomponente parallel zur Strahlungsrichtung $\vec{k}$, $V_\perp$ und φ sind Polarkoordinaten senkrecht zu $\vec{k}$.

Im Fall der Sonnenatmosphäre können bei langlebigen Strukturen, wie sie die X - Ray Loops mit Lebensdauern von einigen Stunden darstellen, thermische Elektronen mit einer Maxwell - Verteilung angenommen werden.

$$f(V) = N\left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} \exp(-mV^2/2kT) \qquad \text{mit } V^2 = V_\perp^2 + V_{//}^2 . \qquad V.13$$

Da weder Gl. V.11 noch Gl. V.13 vom Winkel φ abhängen, kann die Integration über φ sofort ausgeführt werden.

$$\frac{dE_{jS}}{dt} = 2\pi \int_0^\infty \int_{V_{//}} \frac{dE_{j\Omega}}{dt} f(V) V_\perp \, dV_\perp \, dV_{//} . \qquad V.14$$

Weiter ist die Frequenz der Strahlung im schwach relativistischen Fall nur eine Funktion der Longitudinalkomponente $V_{//}$ und nicht mehr von $V_\perp$ abhängig, so daß es gestattet ist, $V_{//}$ durch die Variable ω zu ersetzen.

$$\frac{dE_{js}}{dt} = 2\pi \int_0^\infty \iint_\omega \frac{dE_{j\Omega}}{dt} f(V) \left| \frac{dV_{il}}{d\omega} \right| V_\perp \, dV_\perp \, d\omega . \qquad V.15$$

Die Strahlung des Plasmas a_{js} bei einer festen Frequenz ist augenscheinlich

$$a_{js} = 2\pi \int_0^\infty \frac{dE_j}{dt} f(V) \left| \frac{dV_{il}}{d} \right| V_\perp \, dV_\perp . \qquad V.16$$

Mit $|n_j \cos\alpha| \gg |\beta_{il}|$ und $\omega = s\omega_H/(1 - n_j \beta_{il} \cos\alpha)$ wird

$$\frac{dV}{d\omega} \approx \frac{c}{\omega n_j \cos\alpha} . \qquad V.17$$

Das Integral $\int V_\perp^{2s+1} \exp(-mV^2/2kT) \, dV_\perp$ kann analytisch ausgeführt werden und ist gleich $s!/2(m/2kT)^{s+1}$. Man erhält:

$$a_{js} \approx \frac{s^{2s}}{2^s (2\pi)^{3/2} s!} \frac{e^2 N_e \omega}{c^{2s}} \left(\frac{kT}{m} \right)^{s-1/2} \frac{\sin^{2s-2}\alpha}{|\cos\alpha|} n_j^{2s-2} \nu_j^2 \qquad V.18$$
$$\times (1 + \alpha_j + n_j \beta_j \beta_{il} \sin\alpha)^2 \exp(-mV_{il}^2/2kT) .$$

Mit der bekannten Ausstrahlung kann man über den Kirchhoffschen Satz den Absorptionskoeffizienten der Gyroresonanz-Absorption angeben (Zheleznyakov, 1970):

$$\mu_{js}(\omega) \approx B_{js} \frac{s^{2s}}{2^s s!} \frac{\omega}{c} \beta^{2s-3} \exp(-z_{js}^2/2) \cos\theta , \qquad V.19$$

mit
$$B_{js} = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \, v \, n_j^{2s-4} \nu_j^2 (1 + \alpha_j + \beta_j (1 - s\sqrt{u}) \tan\alpha)^2 \frac{\sin^{2s-2}\alpha}{|\cos\alpha|} \qquad V.20$$

$$z_{js} = \frac{\beta_{il}}{\beta} = \frac{1 - s\sqrt{u}}{n_j \beta \cos\alpha} = \frac{\omega - s\omega_H}{\omega \beta n_j \cos\alpha} \qquad V.21a$$

$$\beta = \sqrt{\frac{kT}{mc^2}} \; ; \; v = \frac{4\pi e^2 N}{m\omega^2} = \frac{\omega_o^2}{\omega^2} \; ; \; u = \frac{\omega_H^2}{\omega^2} = \left(\frac{eH}{mc\omega} \right)^2 . \qquad V.21b$$

Die Parameter α_j, β_j, ν_j sind durch die Gleichungen V.3, V.4 und V.2 definiert, α ist der Winkel zwischen Wellenvektor und dem Magnetfeld, θ ist der Winkel zwischen $\vec{k}$ und der Gruppengeschwindigkeit $d\omega/d\vec{k}$.

Die optische Dicke ist dann

$$\tau_j = \int \mu_j \, dl$$

mit dl als dem Längenelement entlang der Wellenausbreitung. In Gl. V.21 ist leicht zu sehen, daß der Absorptionskoeffizient für die Frequenz ω wegen der exponentiellen Abhängigkeit von z_{js}^2 nur in dem engen Raumbereich von Null verschieden ist, in dem ω nahe der Resonanzfrequenz $s\omega_H$ ist. Die Ausdehnung dieser Schicht L_{js} läßt sich angeben, wenn man setzt:

$$z_{js}^2 = (\omega - s\omega_H)^2 \; / \; \omega^2 \beta^2 n_j^2 \cos^2\alpha \leqslant 2. \qquad \text{V.22}$$

Wenn die charakteristische Länge $L_H = H \, dl/dH$, bei der sich das Magnetfeld signifikant ändert, sehr viel größer als L_{js} ist, kann $\omega_H(l)$ innerhalb von L_{js} als linear mit der Länge l angenommen werden. Die Länge L_{js}, über die integriert werden muß, ist jetzt durch L_H ausdrückbar:

$$L_{js} \sim 2\sqrt{2}\,\beta n_j \left| \frac{\omega_H \cos\alpha}{d\omega_H/dl} \right| = 2\sqrt{2}\, L_H \beta n_j |\cos\alpha| \, . \qquad \text{V.23}$$

Die optische Dicke τ_{js} kann man damit schreiben:

$$\tau_{js} \approx \sqrt{2\pi}\, \frac{s^{2s}}{2^s s!} \left(\frac{\omega}{c}\right)^{2s-2} \beta^{2s-2} n_j B_{js} L_H |\cos\alpha| \cos\theta \, . \qquad \text{V.24}$$

In der quasilongitudinalen Näherung vereinfachen sich die in Gl. V.24 verwendeten Größen zu:

$$B_{js} \approx \sqrt{\frac{\pi}{8}}\, \nu n_{js}^{2s-2} \left[1 - \frac{v(1 \pm \sqrt{u}\cos\alpha)}{1-u} \right]^{-1}_{\omega = s\omega_H} \qquad \text{V.25}$$

$$(1 \pm \cos\alpha)^2 \sin^{2s-2}\frac{\alpha}{2} \left(|\cos\alpha|\right)^{-1} ; \; (s \geqslant 2)$$

$$n_j^2 = 1 - \frac{v}{1 \mp \sqrt{u}\,|\cos\alpha|} \qquad \text{V.25}$$

$$\cos\theta = 1 \ .$$

Für nicht zu große Werte der Elektronendichte N_e und des Winkels α ist die quasilongitudinale Näherung in den vorkommenden Fällen bestens erfüllt. In den ausgeführten Rechnungen wurde so vorgegangen, daß jedesmal die Voraussetzungen der quasilongitudinalen Näherung überprüft wurden und bei ihrer Erfüllung mit den vereinfachten Formeln gerechnet wurde.
Der Brechungsindex n_j wurde allerdings immer in seiner strengen Form (Gl. II.4) verwendet und wurde überdies noch auf seine Abweichung von 1 untersucht. Es zeigte sich dabei, daß die in den Rechnungen vokommenden Werte nie mehr als um 1% von 1 abweichen und daher eine Krümmung der Wellenausbreitung nicht berücksichtigt werden mußte.

Die vorstehende Herleitung der optischen Dicke τ_{js} der Gyroresonanzabsorption hält sich eng an die Darstellung von Zheleznyakov, 1970. Um die Abhängigkeit der optischen Dicke τ_{js} von der Beobachtungsfrequenz ν sowie von den Plasmaparametern T und N_e deutlicher zu erkennen, ist die nachfolgende Formel V.26b wohl besser geignet, die bei sehr guter Erfüllung der Bedingungen (Gl. II.8) für die quasilongitudinale Näherung verwendet werden darf. Wenn $v \ll 1$, $\cos\theta \approx 1$ und $n_j \approx 1$ sind, dann vereinfacht sich B_{js} zu:

$$B_{js} \approx \sqrt{\frac{\pi}{8}}\, v(1 \pm \cos\alpha)^2 \sin^{2s-2}\alpha\, (|\cos\alpha|)^{-1} \ . \qquad \text{V.26a}$$

In Gl. V.25 eingesetzt und mit $\beta = (kT/mc^2)^{1/2}$ erhält man:

$$\tau_{js} \approx \frac{s^{2s}}{2^{s+1}s!}\, \frac{2\pi e^2}{mc} \left(\frac{k}{mc^2}\right)^{s-1} \frac{N_e T^{s-1}}{\nu}\, L_H (1 \pm \cos\alpha)^2 \sin^{2s-2}\alpha \ . \qquad \text{V.26b}$$

Als Abhängigkeit der optischen Dicke τ_{js} von den Plasmaparametern T und N_e ergibt sich:

$$\tau \sim N_e T^{s-1}$$

Aus der β^{2s-2} - Abhängigkeit sieht man, daß bei höheren harmonischen Vielfachen die optische Dicke schnell sehr klein wird, denn $\beta = v/c$ ist bei den höchsten in Aktivitätsgebieten vorkommenden Temperaturen immer kleiner als 0,01. Im Vergleich mit der thermischen Bremsstrahlung, bei der $\tau \sim N_e^2 T^{-3/2}$ ist, ist die Ausstrahlung bei hohen Temperaturen und geringerer Elektronendichte favorisiert.

In den Abbildungen 1a,b sind die optische Dicke τ_{js} für den ordentlichen und den außerordentlichen Strahl für s = 3 und s = 4 in Abhängigkeit vom Winkel α zwischen Magnetfeld und Beobachtungsrichtung in quasilongitudinaler Näherung gezeichnet. Als Parameter der Kurven ist die Elektronendichte N_e angegeben, deren linearer Einfluß gut zu sehen ist. Der α Bereich erstreckt sich nur bis 70°, da bis dorthin die quasilongitudinale Näherung noch sehr gut erfüllt ist. Für die Abbildungen wurde eine Temperatur $T = 2 \cdot 10^6$ K und eine Skalenlänge L_H von $1 \cdot 10^9$ cm angenommen.
Es ist deutlich zu sehen, daß die Gyroresonanz - Absorption einen wesentlichen Beitrag nur dann zu liefern im Stande ist, wenn der Winkel α zwischen Wellenvektor $\vec{k}$ und dem Magnetfeld $\vec{H}$ nicht zu klein ist, da τ_{js} für $\alpha \to 0$ ebenfalls gegen Null geht. Dies folgt für den außerordentlichen Strahl aus der $\sin^{2s-2}\alpha$ Abhängigkeit und für den ordentlichen Strahl aus der $(1 \pm \cos\alpha)^2 \cdot \sin^{2s-2}\alpha$ Abhängigkeit, welche in der quasilongitudinalen Ausbreitung streng gültig ist.
Für den Winkelbereich, bei dem die Resonanzschichten $s \geq 2$ transparent werden, kann man einen kritschen Winkel α_{crit} angeben, bei dem die optische Dicke τ_{js} gerade noch 1 ist.
Für den außerordentlichen Strahl gilt:

$$\alpha_{crit} \approx \frac{\sqrt{2}}{\beta s} \left[\frac{1}{n_1} \left[\frac{s! c n_1}{\pi \omega L_H v} \right] \frac{1}{2s-2} \right]_{\omega = s\,\omega_H} \qquad \text{V.27a}$$

für den ordentlichen Strahl

$$\alpha_{crit} \approx \frac{\sqrt{2}}{\beta s}\left[\frac{1}{n_2}\left[\frac{4s!c\beta^2 n_2^3}{\pi\omega L_H v}\right]\frac{1}{2s}\right]_{\omega=s\omega_H} \qquad \text{V.27b}$$

Es wurde dabei die Annahme gemacht, daß die Winkel α so klein sind, daß gilt: $\sin\alpha \approx \alpha$, $1 + \cos\alpha \approx 2$, $1 - \cos\alpha \approx \alpha^2/2$ und $\cos\theta \approx 1$.
Für solare Aktivitätsgebiete bedeutet dies, daß höhere Strahlungstemperaturen, die von der Gyroresonanzabsorption herrühren, besonders bei randnahen Gebieten auftreten sollten. Die behandelten Daten vom 31.08.73 scheinen dies auch zu bestätigen. Die größten gemessenen Strahlungstemperaturen treten hier bei den dem Sonnenrand am nächsten liegenden Aktivitätsgebieten McMath 507 und McMath 510 mit T_b = 478% und 313% auf (Abb. 5), während die gemessene maximale Strahlungstemperatur des Aktivitätsgebietes mit dem stärksten photosphärischen Magnetfeld, McMath 501, welches in der Mitte der Sonnenscheibe liegt, nur 160% der ruhigen Sonne beträgt.

Auch ist zu erwarten, daß bei sehr hochaufgelösten Radiomessungen die maximalen Strahlungstemperaturen eines in der Mitte der Sonnenscheibe gelegenen Aktivitätsgebietes nicht direkt oberhalb der Umbra des Sonnenfleckes beobachtet werden sollten, sie sollten vielmehr an der Grenze zwischen Umbra und Penumbra auftreten, denn dort sind die Magnetfeldstärken noch groß und die Winkel zwischen Magnetfeld und Beobachtungsrichtung haben auch schon merklich zugenommen. Natürlich lassen die Effelsberg–Daten diese Beobachtung wegen ihrer schlechten Auflösung nicht zu; neuere Beobachtungen mit VLA-Technik (Velusamy und Kundu, 1980; Kundu et al., 1981) scheinen diese Tatsache aber zu bestätigen.

Abbildung 1a ist zu entnehmen, daß der ordentliche Strahl keinen wesentlichen Beitrag für $s > 2$ liefern kann, denn für $s = 3$ wird das Plasma für den ordentlichen Strahl in einem

großen Winkelbereich optisch dünn, was dann erst recht für noch größere harmonische Vielfache gilt. Der außerordentliche Strahl kann unter geeigneten Voraussetzungen in einem weiten Winkelbereich für s = 3 noch optisch dick werden, wo auch sein Hauptbeitrag zu erwarten ist.

Für die auszuführende Berechnung der Strahlungstemperaturen, die von der Gyroresonanzabsorption herrühren, bedeutet das Auftreten von einigen wenigen scharf lokalisierten dünnen Schichten, daß die Integration über T (l) aus Gl. III.8 in den meisten Fällen nicht ausgeführt werden muß. Vielmehr kann die Temperatur innerhalb einer Resonanzschicht meistens als nahezu konstant angesehen werden. Dann ist es erlaubt, die einfache Gl. III.9 anzuwenden. Dazu müssen aber für jeden Punkt die Temperaturen einer Resonanzschicht an ihrer oberen und unteren Grenze auf ihre gegenseitigen Abweichungen überprüft werden.
Als Schichtgrenzen wurden diejenigen Werte angenommen, für die sich $z_{js}^2 < 2$ ergab. Wurde eine Differenz von mehr als 10% festgestellt, so wurde die Resonanzschicht in 10 Teilschichten konstanter Temperatur unterteilt und die Strahlungstemperatur durch numerische Integration ermittelt.

Die getrennte Berechnung der optischen Dicken τ_{js} für den ordentlichen und außerordentlichen Strahl gestattet es, mit Hilfe der Gl. II.16 die Polarisation der emittierten Strahlung anzugeben. Da am 31.08.73 mit dem Effelsberger Radioteleskop jedoch keine Polarisationsmessungen ausgeführt worden sind, können deswegen leider keine vergleichenden Betrachtungen angestellt werden.

VI. Auswertung der Skylab - Röntgenbilder

Am 31.08.73 wurden um 13.07 UT bei der Skylab-Mission mit dem S054-Röntgenteleskop der American Science and Engineering Incorporation, Cambridge, USA (AS&E) Aufnahmen der Sonne im Bereich der weichen Röntgenstrahlung gemacht. Das verwendete S054-Teleskop besitzt eine Öffnung von 42 cm^2 und eine Brennweite von 213 cm, welche auf dem Film ein Sonnenbild von 1.9 cm Durchmesser liefert. Die Auflösung nahe der optischen Achse wurde im Labor als auch während des Fluges mit 2" gemessen, bei einem Abstand von 40" von der optischen Achse beträgt sie noch 6" (Vaiana et al., 1977). Das Röntgenteleskop erzeugte Bilder der vollen 'Sonnenscheibe' in Sequenzen mit von 1/64 auf 256 sec mit dem Faktor 4 ansteigenden Belichtungszeiten. Dadurch war es möglich, einen großen Dynamikbereich von sehr schwachen bis zu sehr hellen Röntgenstrukturen abzudecken.

Durch Einfügung verschiedener Filter in den Strahlengang konnte eine breitbandige spektrale Auflösung im Bereich zwischen 2 - 55 Å erreicht werden. Die Filmschwärzungen der Sonnenbilder wurden digitalisiert mit einer Auflösung von 2" auf 2" und dann in die entsprechenden Werte der in das Teleskop eingefallenen Energie umgerechnet. Ein Bild enthält 1243 * 1244 Rasterpunkte.

In dieser Arbeit wurden die Bilder des harten Filters 1 und des weichen Filters 3 mit Durchlässigkeitsbereichen von 2 - 18 Å bezw 2-32 und 44-55 Å und mit Belichtungszeiten von 64 sec bezw 16 sec ausgewertet. Von der AS&E wurden uns die umgewandelten Energieverteilungen vom 31.08.73 freundlicherweise zur Verfügung gestellt. Sie sind in den Abb. 3a,b für Filter 1 bzw. Filter 3 mit einer Auflösung von 40 auf 40 Bogensekunden geplottet.

Da die Bilder allerdings noch mit den durch das Teleskop verursachten Abbildungsfehlern behaftet sind, müssen sie für die weiteren Auswertungen einer Entfaltungsprozedur unterzo-

gen werden .

Die Theorie der Ausstrahlung eines Plasmas im Röntgenbereich liefert unter Berücksichtigung der Linien - und Kontinuumstrahlung für die in der Brennebene fokussierte Energie

$$E_i = \frac{A \cdot \tau_i}{4\pi f^2} \int_\lambda \int_l N_e^2(l) p(\lambda,T) \eta_i(\lambda) dl \, d\lambda \qquad \text{VI.1}$$

A = Apertur
f = Brennweite
τ = Belichtungszeit
N_e = Elektronendichte
η = Filterdurchlässigkeit

$p(\lambda,T) \int N_e^2 dl$ ist die Ausstrahlung des Plasmas pro cm^3 und sec. Es wurden die Werte von Kato (1976) verwendet. Die Integration erstreckt sich entlang des Sehstrahls und über den vom jeweiligen Filter I durchgelassenen Wellenlängenbereich. Unter der Annahme, daß die Temperatur T entlang des Sehstrahls konstant ist, kann die Integration über dl und $d\lambda$ separiert werden und man erhält

$$E_i = C_i \int N_e^2(l) \, dl \int p(\lambda,T) \, \eta_i(\lambda) \, d\lambda$$

$$= C_i \, EM \, F_i(T) \qquad \text{VI.2}$$

Das Integral $EM = \int N_e^2 dl$ des Quadrates der Elektronendichte entlang des Sehstrahles heißt differentielles Emissionsmaß. Das Integral des Produktes von $p(\lambda,T)$ und $\eta_i(\lambda)$ über den Wellenlängenbereich wird als Filterfunktion F_i des I -ten Filters bezeichnet. Bildet man den Quotienten der Energiewerte zweier mit verschiedenen Filtern aufgenommener Bilder nach der Normierung der Belichtungszeiten, so erhält man

$$R_{ik} = E_i / E_k = F_i(T) / F_k(T) \qquad \text{VI.3}$$

Das Verhältnis $R_{ik}(T)$ heißt 'Spectral Hardness Index' (SHI) (Davis et al. 1975). Für Filter 1 und 3 ist der SHI(3/1) zwischen 1 und $6 \cdot 10^6$ K eine monoton abfallende Funktion der Temperatur. Benutzt man die gemessenen Verhältnisse der normierten Energieverteilungen, so erhält man Mittelwerte der wahren Temperaturverteilungen entlang des Sehstrahls.
Das differentielle Emissionsmaß EM ergibt sich dann aus der bekannten Temperatur:

$$EM = E_i / C_i \cdot F_i(T) \qquad \text{VI.4}$$

Kennt man die Länge des Sehstrahls, so ist man auch in der Lage, die effektive Elektronendichte anzugeben.

Die iterative Entfaltung (Maute und Elwert, 1981) liefert simultan die Werte der effektiven Temperatur T und des differentiellen Emissionsmaßes EM. Gerassimenko und Nolte (1978) haben gezeigt, daß die aus der SHI-Methode abgeleiteten Parameter repräsentative Werte für solare Aktivitätsgebiete und für Materie der ruhigen Sonne darstellen.
Sie können benutzt werden, um den Anteil der thermischen Bremsstrahlung zu berechnen, welcher aus dem durch die Röntgenbilder in der Korona erfassten Temperaturbereich stammt. Bei konstanter Temperatur entlang des Sehstrahls ist die Strahlungstemperatur im Radiobereich für ein optisch dünnes Plasma gegeben durch

$$T = T \cdot \tau_j^{f-f} \qquad \text{VI.5}$$

Gerassimenko et al. (1976) haben für die Wellenlänge λ =9.1 cm für das alte sonnenfleckenlose Aktivitätsgebiet McMath 12336 vom 2. Juni 1973 nachgewiesen, daß die gemessene Radiostrahlung nahezu ausschließlich durch thermische Bremsstrahlung der Korona zu erklären ist.
Für die Wellenlänge λ = 2.8 cm liegen die Verhältnisse etwas anders, da die Grenzschicht, unterhalb der keine Emission

möglich ist, in der unteren Chromosphäre liegt. Es kann also sowohl aus der Chromosphäre als auch aus dem Übergangsgebiet Chromosphäre - Korona thermische Bremsstrahlung emittiert werden. Hier gilt dann die Annahme einer konstanten Temperatur T entlang des Sehstrahls nicht mehr. Vielmehr benötigt man ein Atmosphärenmodell, welches den Verlauf der Temperatur und der Elektronendichte in diesem Bereich sich stark ändernder Zustandsgrößen widergibt (siehe VIII).

VII. Magnetfeld - Berechnungen aus den vom Kitt-Peak-Observatorium gemessenen Longitudinalkomponenten

Die einzige Möglichkeit der direkten Messung des solaren Magnetfeldes liegt in der Auswertung der Linienaufspaltung der Spektrallinien durch den Zeeman-Effekt. Leider kann diese Messung nur im optischen Bereich durchgeführt werden, sodaß man nur die Magnetfeldstärke in Richtung zum Beobachter in der Photosphäre kennt. Für diese Arbeit wurden uns von der AS&E mit der freundlichen Genehmigung von Dr. J. Harvey die gemessenen Longitudinalkomponenten des Kitt Peak-Observatoriums zur Verfügung gestellt. In Abb. 4 sind sie für die gesamte sichtbare Sonnenscheibe unter Zusammenfassung von 10 auf 10 Meßpunkten zu einem Rasterpunkt geplottet.
Die Daten wurden am 31.08.73 ab 14.39 UT aufgenommen. Sie liegen zeitlich um 1 1/2 Stunden hinter den Röntgenaufnahmen. Die Verschiebungen, die sich innerhalb dieser Zeitdifferenz durch die differentielle Rotation ergeben, sind zu vernachlässigen, ebenso die Drehung durch die Sonnenrotation. Auch kann man wegen der Langlebigkeit von solaren Aktivitätsgebieten durchaus annehmen, daß die Magnetfeldwerte noch repräsentativ für die Zustände während der Aufnahmezeit der Röntgenbilder sind.
Die Messungen wurden uns digitalisiert als äquidistantes Raster von 800 auf 800 Punkten mit einer Auflösung von ungefähr 2.5 Bogensekunden überlassen. Es kann jedem gemessenen B_l-Wert eindeutig ein Wert der auf eine x'- y'-Ebene projizierten Sonnenhalbkugel zugeordnet werden. Die z' Achse dieses gewählten Koordinatensystems zeigt vom Mittelpunkt der Sonnenscheibe zum Beobachter. Seien Θ und Φ die heliographische Länge und Breite eines Punktes der Sonnenoberfläche mit einem Magnetfeldvektor $\vec{B}$ (B_x, B_y, B_z) im Koordinatensystem x - y - z des Punktes, wobei x und y in Richtung des Breiten - bzw. Längenkreises und z in Richtung

Sonnenmittelpunkt - Aufpunkt zeigen, so kann die gemessene Longitudinalkomponente im x - y - z System angegeben werden:

$$B_l = B_z \cos\Theta \cos\Phi - B_y \sin\Theta \cos\Phi - B_x \sin\Phi \qquad \text{VII.1}$$

Die linke Seite ist bekannt, berechnet werden sollen die Komponenten des $\vec{B}$ - Feldes.
Ausgangspunkt der Berechnungen des solaren Magnetfeldes sind die Maxwell Gleichungen:

$$\nabla \times \vec{B}(\vec{r},t) = \frac{4\pi}{c} \vec{j}(\vec{r},t) + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \vec{E}(\vec{r},t)$$

$$\nabla \cdot \vec{B}(\vec{r},t) = 0 \qquad \text{VII.2}$$

a) nach Schmidt

Unter der Annahme, daß in der Chromosphäre und in der unteren Korona keine elektrischen Ströme fließen und die Zeitabhängigkeit des Magnetfeldes vernachlässigt werden kann, besitzt das Magnetfeld ein Skalarpotential φ , das der Laplace Gleichung genügt:

$$\vec{B} = -\nabla\varphi \; ; \qquad \nabla^2\varphi = 0. \qquad \text{VII.3}$$

Aus der Potentialtheorie weiß man, daß das Potential eindeutig bestimmt werden kann, wenn man entweder φ auf der Grenze kennt (Dirichlet Problem) oder aber die Ableitung von φ in Normalenrichtung - sprich die Normalkomponente des Feldes - dort bekannt ist (Neumann Problem). Für den zweiten Fall fand Schmidt (1964) eine Lösung mit der Methode der Greenfunktion.
Die Grenzbedingung ist dadurch erfüllt, daß für nicht zu große Gebiete in der Mitte der Sonnenscheibe die gemessenen Longitudinalkomponenten B_l identisch mit den Normalkomponenten B_n in der $z = 0$ Ebene sind, da dann die Krümmung der

Sonnenoberfläche vernachlässigt werden darf. Die Greenfunktion lautet:

$$\vec{G}_n(\vec{r},\vec{r}') = \frac{1}{2\pi R} \qquad R = |\vec{r} - \vec{r}'| \qquad \text{VII.4}$$

und die Komponenten des Magnetfeldes sind gegeben durch:

$$\vec{B}(\vec{r},\vec{r}') = -\nabla\varphi = \frac{1}{2\pi}\int \frac{B_n(\vec{r}')\,(\vec{r}-\vec{r}')}{|\vec{r}-\vec{r}'|^3}\,dF \qquad \text{VII.5}$$

Außerhalb des Gebietes wird $\vec{B}_1 = 0$ angenommen. Dies ist erlaubt, wenn es sich um ein weitgehend isoliertes Gebiet handelt. Das erhaltene Resultat könnte aber physikalisch verfälscht werden, wenn kein Flußgleichgewicht innerhalb des behandelten Ausschnittes herrscht. Daß der Gesamtfluß gleich Null sein muß, ist keine mathematische Notwendigkeit. Ist diese Bedingung jedoch nicht erfüllt, so muß außerhalb ein Gebiet angenommen werden, das den überschüssigen Fluß kompensiert, d.h. die Daten selbst sind für die Lösung des physikalischen Sachverhaltes unvollständig.

b) nach Nakagawa und Raadu

Nakagawa und Raadu (1972) gelang die Lösung für kraftfreie Magnetfelder, d.h. es dürfen sehr wohl elektrische Ströme fließen, mit der Einschränkung, daß sie parallel zu den magnetischen Feldlinien verlaufen und deswegen keine Lorentzkräfte vorhanden sind. Die Magnetfelder und elektrischen Ströme sind damit stationär und es gilt:

$$\begin{aligned} &\frac{\partial}{\partial t}\vec{E}(\vec{r}) = 0\ ; \qquad \frac{4\pi}{c}\vec{j}(\vec{r}) = \alpha\vec{B}(\vec{r}) \\ &\nabla\times\vec{B}(\vec{r}) = \alpha\vec{B} \\ &\nabla\cdot\vec{B}(\vec{r}) = 0 \end{aligned} \qquad \text{VII.6}$$

$\vec{B}(\vec{r})$ läßt sich dann durch eine skalare Funktion P darstellen:

$$\vec{B}(\vec{r}) = \nabla \times \nabla \times P\,\vec{l} + \alpha \nabla \times P\,\vec{l} \qquad \text{VII.7}$$

wobei $\vec{l}$ der Einheitsvektor in Beobachtungsrichtung ist. $\vec{B}(\vec{r})$ kann durch die Funktion P komponentenweise dargestellt werden:

$$\begin{aligned} B_x &= \frac{\partial^2 P}{\partial x\,\partial z} + \alpha \frac{\partial P}{\partial y} \\ B_y &= \frac{\partial^2 P}{\partial y\,\partial z} + \alpha \frac{\partial P}{\partial x} \\ B_z &= -\left(\frac{\partial^2 P}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 P}{\partial y^2}\right) \end{aligned} \qquad \text{VII.8}$$

Gl. VII.7 erfüllt $\nabla \cdot \vec{B} = 0$ und mit $\nabla \times \vec{B} = \alpha \vec{B}$ erhält man für P:

$$\nabla^2 P = -\alpha P \qquad \text{VII.9}$$

mit der allgemeinen Lösung

$$P = \sum_{k \neq 0} P_k^1 \exp(i\vec{k}\vec{r} - z(\vec{k} - \alpha^2)^{1/2}) \qquad \text{VII.10}$$

$$\vec{k} = (k_x, k_y) \qquad k^2 = k_x^2 + k_y^2 \qquad \text{VII.11}$$

Entwickelt man nun die gemessenen Longitudinalkomponenten in eine zweidimensionale Fourierreihe, dann gilt

$$\vec{B}_1 = \sum_{k \neq 0} a_k^1 \exp(i\vec{k}\vec{r}) \qquad \text{VII.12}$$

Gl. VII.10 wird in die Komponentendarstellung (Gl. VII.8) eingestzt, aus Gl. VII.1 werden die Longitudinalkomponenten B_1 berechnet und mit denen aus Gl. VII.12 verglichen. Man erhält dann

$$P_k^1 = \frac{c_k^1}{d_1 + d_2} \qquad \text{VII.13}$$

mit $$d_1 = k^2 \cdot \cos\Theta \cos\Phi \qquad \text{VII.14}$$

$$d_2 = i\left(\alpha k_x - \sqrt{k^2-\alpha^2}k_y\right)\sin\Theta\cos\Phi - \left(\alpha k_y - \sqrt{k^2-\alpha^2}k_x\right)\sin\Phi \qquad \text{VII.15}$$

Die Fourierkoeffizienten sind

$$c_k^l = \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} B_l \exp(-i\vec{k}\vec{r})d\vec{r} \qquad \text{VII.16}$$

Dadurch sind die Magnetfeldkomponenten eindeutig bestimmt. Fourierentwicklungen von Funktionen in einem endlichen Gebiet setzen diese periodisch fort. Man hat also darauf zu achten, daß der Einfluß dieser Fortsetzung nicht zu groß wird. Dies wird dadurch vermieden, daß man um das eigentlich zu berechnende Gebiet einen genügend großen Rahmen mit $B_l = 0$ legt und ihn in die Rechnung mit einbezieht. Hier ist auch sehr genau darauf zu achten, daß der gesamte magnetische Fluß Null ist, da ein Koeffizientenvergleich der Gleichungen VII.10 und VII.12 nur dann durchgeführt werden kann, wenn $c_0^0 = 0$ ist, wobei c_0^0 physikalisch den Gesamtfluß repräsentiert.

c) nach Semel

Der Nachteil der Schmidtschen Methode ist, daß sie nur für Gebiete in der Nähe des Mittelpunktes der Sonnenscheibe angewendet werden kann. Für andere Gebiete kennt man eben nur die Longitudinalkomponenten in Richtung des Sehstrahls. Dort muß das Potential φ auf der Grenzfläche die Bedingung erfüllen:

$$-\vec{l}\,\nabla\varphi = B_l \qquad \text{VII.17}$$

Außerhalb davon wird wieder $B_l = 0$ angenommen.
Die Lösung gelang zuerst Semel (1967) mit der Greenfunktion

$$G_l(\vec{r},\vec{r}') = \frac{1}{2\pi}\left(\frac{\vec{n}\cdot\vec{l}}{R} + \frac{\vec{R}\cdot\vec{\mu}}{R(R+\vec{l}\vec{R})}\right) \qquad \text{VII.18}$$

$$\vec{R} = \vec{r} - \vec{r}'; \qquad \vec{\mu} = \vec{l} \times (\vec{n} \times \vec{l}). \qquad \text{VII.19}$$

Für $\vec{l} = \vec{n}$ geht die Greenfunktion G_l in G_n von Schmidt über. Wie unter a) sollte aus den gleichen Gründen auch hier der Gesamtfluß verschwinden.

Es sollte noch bemerkt werden, daß in den behandelten drei Methoden der Magnetfeldberechnung immer davon ausgegangen wird, daß die Grenzfläche mit bekannter Magnetfeldkomponente eine Ebene ist. Dies ist sicher dann keine allzu wesentliche Einschränkung, wenn man den Magnetfeldverlauf von kleinen Ausschnitten der Sonnenoberfläche kennen möchte. Handelt es sich jedoch darum, den Feldverlauf für die gesamte sichtbare Oberfläche zu berechnen, so muß man notwendigerweise die Krümmung der Sonnenoberfläche mit einbeziehen (Elwert et al., 1982; Sakurai, 1982).
In den hier durchgeführten Rechnungen kam es aber im wesentlichen darauf an, den genauen Magnetfeldverlauf im Bereich oberhalb von starken Sonnenflecken in, wie es sich herausstellte, nicht allzu großen Höhen zu kennen. Dann ist der Einfluß benachbarter Gebiete nicht so stark und die beiden Methoden der Fourierentwicklung und der Greenfunktion liefern in geringen Höhen auch keine sehr verschiedenen Werte, wie es für größere Höhen durchaus der Fall sein kann.

d) nach Sakurai und Uchida

Eine weitere praktikable Methode wurde von Sakurai und Uchida (1977) angegeben. Sie näherten den Verlauf des Magnetfelds oberhalb von Sonnenflecken durch das Feld von Spulen an und erhielten eine zufriedenstellende Reproduktion von EUV - und Röntgenstrukturen, wie sie in der Sonnenkorona beobachtet wurden.
Das Spulenmodell ist charakterisiert durch die vier Parameter a, l, d, B_S. B_S ist dabei die Magnetfeldstärke in der

Photosphäre, a und l sind der Radius und die Länge der Spule und d ist die Tiefe, in der das obere Ende der Spule unterhalb der Photosphäre angeordnet ist. B_s ist eine gemessene Größe und a wird gleich dem Radius der Umbra der Sonnenflecken angenommen. Dadurch kann der beobachtete starke Abfall des Feldes von der Umbra zur Penumubra gut reproduziert werden. Die beiden übrigen Parameter l und d müssen nun den beobachteten Werten entsprechend angeglichen werden.
Angewendet wurde dieses Modell in einer Kombination mit dem Schmidtschen Verfahren auch von Pallavicini et al., 1981. Es besitzt den Vorteil, daß es den Feldverlauf oberhalb von Sonnenflecken gut reproduziert , leicht anzuwenden ist und keine großen Rechenzeiten benötigt.

Eine Diskussion der Methoden nach Semel, Nakagawa und Sakurai wird in Abschnitt X am Beispiel von McMath 511 detailliert durchgeführt. Hier sollte nur noch gesagt werden, daß den Methoden a), b), c) gemeinsam ist , daß sie umso bessere Ergebnisse liefern, je höher die Auflösung der Magnetogramme ist, d.h. je mehr Punkte zur Berechnung eines bestimmten Gebietes mit verwendet werden können. Dies führt sie aber auch an ihre Grenzen, da mit einer Verdopplung der Auflösung die Rechenzeit sich um über das Zehnfache erhöht. Bei der Semel'schen Methode benötigt man auf der TR 440 für 40 auf 40 Punkte für die Magnetfeldberechnung in einer festen z - Ebene rund eine Stunde. Nach Nakagawa muß man um das zu untersuchende Gebiet auch noch einen Rahmen mit $B_l = 0$ legen und die Ausdehnung auf 60 mal 60 Punkte vergrößern, wodurch man hier noch mehr Rechenzeit in Anspruch nehmen muß.
Eine Vergröberung des Rasters durch Mittelung über mehrere Punkte ist aber auch noch aus einem anderen wesentlichen Gesichtspunkt ausgeschlossen. Mittelung bedeutet ja immer ein Einebnen von scharfen Peaks, deren Fläche meistens im Bereich der Auflösung der Messungen liegt. Die Analyse zeigte, daß bei der kleinen Wellenlänge von 2.8 cm gerade diese scharf umrissenen kleinen Gebiete in der Lage sind,

den substantiellen Beitrag zur Gyroresonanzstrahlung zu liefern. So wäre es z.B. nicht möglich gewesen, aus den uns ebenfalls vorliegenden Magnetfeldmessungen des Mount Wilson Observatoriums, die eine Auflösung von rund 15" besitzen, einen Effekt der Gyroresonanzstrahlung abzuleiten. Deswegen war es nötig, das vorhandene Programm, welches für die Methoden a und b von P. Balz entwickelt und von Fr. L. Thür im Rahmen ihrer Diplomarbeit um die Semel'sche Methode erweitert worden ist, der 25 mal höheren Rasterpunktezahl der Kitt - Peak - Magnetogramme wegen bezüglich der Rechenzeit zu optimieren.

Wegen der durch eine hohe Auflösung bedingten großen Anzahl von Rasterpunkten und der deswegen drastisch ansteigenden Rechenzeiten ist man natürlich gezwungen, sich bei der praktischen Berechnung des dreidimensionalen Magnetfeldverlaufs oberhalb der Photosphäre auf die z - Ebenen zu beschränken, die in unmittelbarer Umgebung der Resonanzniveaus der Gyroresonanzstrahlung liegen. Deshalb wurden zunächst einmal die Magnetfeldkomponenten in den Höhen z = 0, 10, 20, 30 Bogensekunden berechnet und in den Intervallen, in denen sich das Resonanzniveau von s = 3 befindet, vier weitere äquidistante Ebenen berechnet. So erhält man für jede Komponente des Magnetfeldes oberhalb eines Rasterpunktes acht Werte, die dort am dichtesten liegen, wo der Magnetfeldverlauf am besten bekannt sein muß.

Da im stromfreien Fall, der ausschließlich betrachtet wurde, die Komponenten monotone Funktionen der Höhe sind, können sie mit einer Spline - Funktion interpoliert werden. Man kennt dann den Magnetfeldvektor an jedem Punkt oberhalb des Aktivitätsgebietes.

Durch die Lage des Aktivitätsgebietes auf der projizierten Sonnenscheibe lassen sich seine heliographische Länge und Breite geometrisch leicht ermitteln. Durch diese Daten ist der Normalenvektor auf der den Magnetfeldberechnungen zugrunde gelegten Tangentialebene definiert. Dann kann auch der Winkel α zwischen Magnetfeldvektor und seiner Longitudinalkomponente sofort bestimmt werden.

Weiterhin muß bei Gebieten, die nicht im Mittelpunkt der Sonnenscheibe liegen, noch berücksichtigt werden, daß sich die Abstände der Gitterpunkte wegen der Projektion natürlich verändern und sich die Auflösung der Daten dadurch verschlechtert. Da die Ausdehnung der behandelten Gebiete nicht zu groß ist, macht man mit der Annahme konstanter Abstände für den gesamten Bildausschnitt keinen allzu großen Fehler.
Jetzt sind alle Größen, die aus den Magnetfelddaten bestimmt werden können, nämlich die Höhe z des Resonanzniveaus über der Photosphäre, der Betrag des Magnetfeldes H und der Winkel α zwischen Magnetfeldvektor und Beobachtungsrichtung bekannt. Zu bestimmen bleiben noch die Temperatur T und die Elektronendichte N_e an diesen Stellen.

VIII. Atmosphärenmodelle

Für $\lambda = 2.8$ cm liegt die Grenze, oberhalb der elektromagnetische Strahlung die Sonnenatmosphäre verlassen kann, in der unteren Chromosphäre. Deshalb ist man bei der Berechnung der Strahlungstemperaturen darauf angewiesen, auch die Strahlung zu berücksichtigen, die aus den unteren Teilen der Sonnenatmosphäre stammt. Aus EUV Beobachtungen (Dupree and Goldberg, 1967; Withbroe, 1970; Noyes et al., 1970) erhielt man Modelle des Übergangsgebietes zwischen der Chromosphäre und der Korona, deren Temperaturverhalten durch die Annahme eines konstanten Wärmeleitungsflusses zwischen $T = 10^5 - 10^6$ K gekennzeichnet ist. Dabei wird entweder ein konstanter Druck oder hydrodynamisches Gleichgewicht vorausgesetzt.
Ein empirisches Modell der Atmosphäre oberhalb eines Sonnenflecks wurde von Cheng und Moe (1977) veröffentlicht. Es gilt für einen Temperaturbereich von $4 \cdot 10^4$ K bis $2 \cdot 10^5$ K und stellt eine Mittelung über die Gesamtausdehnung des Flecks dar.
Rosner et al. (1978) stellten ein Modell der ruhigen inhomogenen Sonnenatmosphäre auf, das zur Erklärung der Loops als Grundstrukturen der aktiven Sonnenkorona dienen soll. Nachstehend sollen die beiden in dieser Arbeit zugrunde gelegten Atmosphärenmodelle und ihre Modifikationen kurz besprochen werden.

a) Modell nach Alissandrakis, Kundu, und Lantos

Das von Alissandrakis et al. (1980) verwendete Temperaturmodell (im folgenden als AKL Modell bezeichnet) benutzt für den untersten Bereich oberhalb von Sonnenflecken das von Cheng und Moe (1977) entwickelte empirische Modell für einen Temperaturbereich von $2 \cdot 10^4$ K bis $1 \cdot 10^5$ K, wobei die Werte

unterhalb von $4 \cdot 10^4$ K durch Extrapolation gewonnen werden. Für den Bereich oberhalb $1 \cdot 10^5$ K bis zur Korona wird ein konstanter Wärmeleitungsfluß angenommen. Der inverse Temperaturgradient ist gegeben in Abhängigkeit des Wärmeleitungsflusses F_c

$$\frac{dz}{dT} = \frac{A}{F_c} T^{5/2} \qquad \text{VIII.1}$$

mit $A = 1.1 \cdot 10^{-6}$ cgs Einheiten. Damit erhält man für die Temperatur T in Abhängigkeit von der Höhe z

$$T = T_0 + \left[\frac{7}{2} \frac{F_c}{A} (z - z_0)\right]^{2/7} \qquad \text{VIII.2}$$

Die Korona wird von AKL als isotherm angenommen.
Das verwendete Dichtemodell basiert auf der Annahme eines hydrostatischen Gleichgewichts des Druckes. Mit dem angegebenen Temperaturverlauf ergibt sich für den Druck in Abhängigkeit von der Temperatur

$$p = p_0 \exp(-8.9 \cdot 10^{-11} \cdot (T^{5/2} - T_0^{5/2})/F_c) \qquad \text{VIII.3}$$

mit p_0 als dem Druck in der Höhe z_0 und F_c in cgs Einheiten. Dabei wurde vollständige Ionisation von He angenommen mit einer zu H relativen Häufigkeit von 0.1.
Die Annahme hydrostatischen Gleichgewichts unterscheidet sich nicht wesentlich von der Annahme konstanten Drucks, z.B. erhält man für $F_c = 2.0 \cdot 10^6$ erg $cm^{-2}s^{-1}$ im Temperaturbereich zwischen $1 \cdot 10^6$ K und $2 \cdot 10^6$ K einen Druckabfall um den Faktor 1.3.
Das gewählte Modell läßt drei Größen unbestimmt, den Wärmeleitungsfluß F_c, die Höhe z_0 und den Anfangsdruck p_0. Diese Parameter wurden von AKL so bestimmt, daß sie die beste Übereinstimmung der berechneten Strahlungstemperatur und der Polarisation mit den gemessenen Werten reproduzieren konnten. Für die isotherme Korona verwendeten sie $T_{cor} = 2.6 \cdot 10^6$ K.

In dieser Arbeit wurden die Werte von AKL mit $z_0 = 2 \cdot 10^8$ cm und $T_0 = 2 \cdot 10^4$ K übernommen. Im Gegensatz zu AKL sind jedoch die koronalen Temperaturen aus den Röntgenfilmauswertungen bekannt. Weiterhin wurde auch eine grobe Abschätzung der maximalen Höhe der Röntgenloops über der Photosphäre aus EUV Aufnahmen durchgeführt. Daher muß das Modell an diese vorgegebenen Randbedingungen angeglichen werden.
Die variable Koronatemperatur und die konstante maximale Höhe z_{max} engen den Wertebereich des konstanten Wärmeleitungsflusses F_c und des Anfangsdruckes p_0 ein, wobei im AKL-Modell $F_c = 2 \cdot 10^6$ erg $cm^{-2} s^{-1}$ und $p_0 = N_e T = 10^{15} cm^{-3} K$ angenommen wurden. Nun ist es so, daß sich im Modell eine Änderung von F_c wesentlich stärker auf den Temperatur - und Dichteverlauf auswirkt, als dies eine Variation des Anfangsdruckes p_0 vermag. Deswegen wurde zunächst auch der Anfangsdruck wie bei AKL mit $p_0 = 1 \cdot 10^{15} cm^{-3} K$ als konstanter Parameter vorausgesetzt. F_c kann dann so bestimmt werden, daß die über einem Aktivitätsgebiet variierende Koronatemperatur T_{cor} bei vorgegebener Höhe erreicht wird.
Aus dem Modell ergibt sich für z_{cor}:

$$z_{cor} = z_0 + \frac{2}{7} \cdot (T_{cor}^{7/2} - T_0^{7/2}) \frac{A}{F_c} \qquad \text{VIII.4}$$

Mögliche Schwächen des Modells liegen in der Annahme eines konstanten Wärmeleitungsflusses F_c, hydrostatischen Gleichgewichts und der Vernachlässigung des Magnetfeldes. Sein Hauptvorteil liegt in der guten Reproduktion des starken Temperaturanstieges im Übergangsgebiet, für dessen Bereich es bei der Berechnung der Gyroresonzstrahlung auch verwendet wird.
Es stellte sich heraus, daß die konstante Koronatemperatur $T_{cor} = 2.5 \cdot 10^6$ K für $F_c = 2 \cdot 10^6$ erg $cm^{-2} s^{-1}$ erst in einer Höhe von ungefähr $4 \cdot 10^9$ cm erreicht wird. Deshalb wurde dieses Modell zunächst einmal so verwendet, daß es bei der Maximalhöhe die mittlere Koronatemperatur T_{cor} erreicht.

b) Modell nach Rosner, Tucker, Vaiana

Dieses Atmosphärenmodell (Rosner et al. 1978) wurde entwickelt, um die beobachteten X - Ray Loops theoretisch beschreiben zu können. Es soll die statischen Loops unter der Annahme eines Gleichgewichts der Energie widergeben. In seiner einfachsten Formulierung geht es von einer geschlossenen halbkreisförmigen Bogenstruktur und der Annahme konstanten Druckes aus. Dabei muß die Höhe der Loops sehr viel kleiner als die hydrostatische Skalenlänge sein. Die Ausgangsgleichung des Energiegleichgewichts eines koronalen Loops ist

$$\vec{E}_H + \vec{f}\cdot\vec{v} = \text{div}\ \vec{F}_c - \vec{E}_R + \text{div}\ ((1/2\,\rho\, v^2 + \vec{U})\,\vec{v} + p\vec{v} \qquad \text{VIII.5}$$

mit $\vec{E}_H$ als der lokalen mechanischen Heizungsfunktion, $\vec{f}$ ist die auf die Materie durch Gravitation und möglicherweise durch den Heizungsmechanismus ausgeübte Volumenkraft, $\vec{v}$ ist die Geschwindigkeit des Plasmas, $\vec{F}_c$ der thermische Wärmeleitungsfluß, $\vec{E}_R$ der totale Strahlungsverlust, ρ die Plasmadichte, $\vec{U}$ die thermische Energiedichte des Plasmas und p ist der isotrope Druck.
Für die Abhängigkeit des Weges s bei konstantem Druck und konstanter Aufheizungsrate von der Temperatur T entlang des Loops liefert das RTV Modell:

$$s(T)-s_0 = 2.5\cdot10^5 p^{-1}(9.6\cdot10^{-16} T_{max}^3 (\arcsin(T/T_{max}) - (T/T_{max})\,(1-(T/T_{max})^2)^{1/2}) + 1) \qquad \text{VIII.6}$$

wobei p der konstante Druck und T_{max} die Maximaltemperatur ist, die im höchsten Punkt des Loops erreicht wird. $s(T)$ entlang des Loops ist bis auf einen Faktor > 1 und $< \pi/2$ identisch mit der Höhe z über der Anfangshöhe s_0, welche so gewählt ist, daß $T_0 = 2\cdot10^4$ K. s_0 ist von der Größenordnung $2\cdot10^8$ cm.
Gl. VIII.6 ist für die praktische Auswertung nicht sehr

geeignet, da man die Temperatur als Funktion der Höhe z über der Photosphäre kennen möchte. Die Umkehrfunktion T(s) kann analytisch nicht angegeben werden, sie läßt sich aber leicht numerisch ermitteln.

Um den Verlauf der Temperatur als Funktion der Höhe z zu erhalten, müssen als Parameter die Temperatur T_{max}, der Druck p , die Anfangshöhe z_0 des Loops oberhalb der Photosphäre und die maximale Höhe z_{max} gegeben sein. Die Maximalhöhe kann aus EUV - Aufnahmen des jeweiligen Aktivitätsgebietes abgeschätzt werden. Im Modell ist sie bestimmt durch:

$$z_{max} = 2s/\pi = \frac{2}{\pi}(s_0 + 2.5 \cdot 10^5 p^{-1}(9.6 \cdot 10^{-16} T_{cor}^3 + 1) \quad \text{VIII.7}$$

Für McMath 507 geschah die Höhenbestimmung aus Aufnahmen vom 29.08.73, als das Gebiet am 'Scheibenrand' auftauchte. Weiter wurde die Anfangshöhe z_0 immer als $z_0 = 2 \cdot 10^8$ cm angenommen. Die maximalen Temperaturen sind durch die Auswertung der Röntgenaufnahmen bekannt, als freie Größe bleibt also nur der entlang des Loops konstante Druck p übrig. Er muß in der Rechnung derart bestimmt werden, daß sich mit den Parametern T_{max} und z_0 die Maximalhöhe ergibt. Aus der Temperatur und dem Druck erhält man dann die Elektronendichte N_e.

Pallavicini et al. (1981) fanden eine ordentliche Übereinstimmung des Temperaturverlaufs des Modells mit ihren aus EUV-Auswertungen bestimmten Temperaturen bis zu $T = 1 \cdot 10^6$ K, während oberhalb davon der Temperaturanstieg wesentlich flacher als bei den gemessenen Werten verläuft. Dagegen ändert sich die Höhe des Loops in Abhängigigkeit von der Maximaltemperatur zwischen $1 \cdot 10^6$ K und $5 \cdot 10^6$ K für das Höhenintervall, in dem die Temperaturen zwischen $1 \cdot 10^6$ K und $2 \cdot 10^6$ K liegen, um nicht mehr als einen Faktor 2, d.h. die Resonanzniveaus sind nur mäßig von der Koronatemperatur abhängig.

Die Autoren schließen, daß entweder die gegenwärtigen Modelle koronaler Loops bei Energiegleichgewicht mit den

oben genannten Annahmen nicht geeignet sind, die Atmosphäre über Sonnenflecken adäquat widerzugeben, oder aber daß die Werte der Magnetfeldstärken, die aus Rechnungen ohne Ströme gewonnen werden, wesentlich geringer als die in Wirklichkeit vorkommenden sind.
Für die Berechnung der Gyroresonanzstrahlung dieser Arbeit ist diese Einschränkung des Modells nicht substantiell, da die Resonanzniveaus für die gemessenen Magnetfeldstärken in Höhen angesiedelt sind, in denen die Temperaturen nie wesentlich über $1 \cdot 10^6$ K liegen. Auch liefert es im Vergleich mit dem AKL-Modell einen ähnlichen Temperatur - und Elektronendichteverlauf.

Eine weitere Randbedingung an jedes Modell stellt natürlich auch das ebenfalls aus den Röntgenauswertungen bekannte differentielle Emissionsmaß $EM = \int N_e^2 \, dl$ dar. Die Schwierigkeit einer direkten Einbeziehung des differentiellen Emissionsmaßes in das RTV-Modell besteht darin, daß man bei außerhalb der Sonnenmitte gelegenen Aktivitätsgebieten eine schräge Sicht auf die Loops hat und man nicht sagen kann, durch welche Teile man eben schaut. Sieht man aber davon ab, daß es sich um ein Loopmodell handelt, so muß wie im AKL Modell, das ja eine planparallele Schichtung der Atmosphäre beschreibt, nur der durch die schiefe Sicht bedingte längere Weg berücksichtigt werden. Dabei wurde angenommen, daß die Flächen gleicher Temperatur und Dichte orthogonal zur z-Achse liegen.

Die Elektronendichte N_e der Korona wurde jetzt aus dem bekannten differentiellen Emissionsmaß und dem bekannten Weg $l = \vec{z}_{max} - \vec{z}_0$ berechnet.
In beiden Atmosphärenmodellen wurde für jeden Rasterpunkt geprüft, ob die Werte des differentiellen Emissionsmaßes, die sich durch Integration über die Elektronendichte N_e für den Bereich mit Temperaturen oberhalb $1 \cdot 10^6$ K ergaben, nicht um mehr als 10% von den aus der quantitativen Analyse der Röntgenbilder ermittelten Größen abwichen. War dies der

Fall, so mußte der Anfangsdruck p entsprechend erniedrigt oder erhöht werden. Dabei ist immer im Auge zu behalten, daß die übrigen Randbedingungen von T_{max} und z_{max} eingehalten sind.
Diese doch recht umständliche Prozedur soll dafür Sorge tragen, daß die experimentell gewonnenen Daten so gut als nur möglich in den Rechnungen berücksichtigt werden.

c) Abänderung der Modelle

Um die Annahme einer konstanten Koronatemperatur konsequent beizubehalten, müssen beide Modelle modifiziert werden. In den Abbildungen 2a und 2b ist zu erkennen, daß die Temperaturen zunächst sehr steil ansteigen und so den aus EUV-Beobachtungen gewonnenen Verlauf in der oberen Chromosphäre und im Übergangsgebiet befriedigend widerspiegeln. Oberhalb von ungefähr $1 \cdot 10^6$ K erniedrigt sich der Temperaturgradient dann stark und man erhält einen immer flacher werdenden Anstieg bis zur Maximaltemperatur T_{max}.
Da aber für T_{max} die aus den Röntgenbildern abgeleitete Temperatur verwendet wurde und diese ihrer Herleitung nach eine in der ganzen Korona konstante mittlere Temperatur ist, muß dies auch in den Atmosphärenmodellen seinen Niederschlag finden.
Deshalb wurden oberhalb von $1 \cdot 10^6$ K die Temperaturen so extrapoliert, daß sie bei der Höhe $z = 1 \cdot 10^9$ cm ihren Maximalwert annehmen und diesen bis zur Maximalhöhe z_{max} behalten. (Obere Kurven in Abb. 2a und 2b.)
Dies war auch im Falle des AKL-Modells notwendig, obwohl es seiner Konzeption nach für eine konstante Koronatemperatur entwickelt ist. Will man aber in der Nähe der Parameter F_c und p_0 bleiben, die für Atmosphären oberhalb von Sonnenflecken typisch sind, und soll die mittlere Koronatemperatur nicht erst in Höhen von $4 \cdot 10^6$ cm erreicht werden, so ist auch hier eine Änderung des Verlaufs von Temperatur und Dichte angebracht.

Für die Annahme einer konstanten Temperatur oberhalb von $1 \cdot 10^9$ cm spricht nicht nur der von Pallavicini et al. (1981) beobachtete zu geringe Temperaturanstieg ab $1 \cdot 10^6$ K, sondern auch andere Beobachtungsergebnisse (Neupert et al., 1975).

Es ist leicht zu sehen, daß dies für die von der Gyroresonanzstrahlung herrührende Strahlungstemperatur nur geringe Auswirkungen hat. Die berechneten wesentlichen Resonanzniveaus für s = 3 waren immer unterhalb $1 \cdot 10^6$ K angesiedelt, die höchste vorkommende Temperatur für s = 4, wo das Plasma optisch dünn war, aber noch berücksichtigt wurde, belief sich auf ungefähr $1 \cdot 10^6$ K.
Abweichungen ergeben sich aber im Falle der Bremsstrahlung, obwohl deren Temperaturabhängigkeit mit $T^{-1/2}$ nur sehr schwach ist. Durch eine Erhöhung der Temperatur im Modell wird aber die Dichte N_e verringert (Abb. 2 c und 2 d), was sich für die Strahlungstemperatur T_b der thermischen Bremsstrahlung quadratisch auswirkt.
Durch diese Modifikation tritt eine Verschiebung der Anteile auf, die aus dem Übergangsgebiet und aus der Korona herrühren. Jezt befindet sich nämlich bei gleichen Werten von F_c und p_0 weniger Materie in dem Gebiet, das Temperaturen größer als $1 \cdot 10^6$ K aufweist und somit auf den Röntgenfilmen nachgewiesen werden kann. Man ist also auch jetzt wieder gezwungen, die Modellparameter an die von der quantitativen Analyse vorgegebenen Randbedingungen anzugleichen.

Es ist interessant zu sehen, wie sich in den verschiedenen Modellen unter den vorgegebenen Werten der Koronatemperatur T_{cor} und des differentiellen Emissionmaßes EM die Ausstrahlung aus den verschiedenen Bereichen der Atmosphäre verhält. Dies soll in Abb. 2c für das RTV-Modell und in Abb. 2d für das AKL-Modell gezeigt werden. Dabei ist $T_{cor} = 2.5 \cdot 10^6$ K und $EM = 1 \cdot 10^{28} cm^{-5}$.
Aufgetragen ist die thermische Bremsstrahlung T_b^{f-f} in Abhängigkeit von der Höhe z über der Photosphäre. Man

sieht, daß der Anteil für $T > 1 \cdot 10^6$ K bei $\lambda = 2.8$ cm nicht die ausschließliche Rolle spielt, wie es Gerassimenko et al., (1976) für ein Aktivitätsgebiet bei einer Wellenlänge von $\lambda = 9.1$ cm gefunden haben. Der Beitrag des heißen Plasmas zur gesamten Strahlungstemperatur liegt durchschnittlich bei 70%.

IX. 2.8 cm Radiomessungen mit dem Effelsberg-Spiegel

Die Messungen am 31.08.73 (Abb. 5a) erfolgten zwischen 16.01 und 17.21 UT, sie liegen also um 3 bis 4 Stunden hinter den Röntgenmessungen und um ungefähr 2 Stunden hinter den Magnetfeldmessungen zurück. Auch hier gelten für die trotz der Zeitverschiebung gute Verwendbarkeit die gleichen Argumente wie in Abschnitt VII.

Leider ist die Auflösung des Effelsberger 100 m Teleskops mit rund 45 auf 45 Bogensekunden um mehr als eine Größenordnung schlechter als die der Röntgen - und Magnetfelddaten. Um einen relevanten Vergleich der Meßdaten mit den theoretisch ermittelten Werten vornehmen zu können, müssen die berechneten Ergebnisse mit der Abbildungsfunktion des Radioteleskops gefaltet werden.

Die Abbildungsfunktion, siehe Abb. 6, fällt in einer Entfernung von 2 Bogenminuten um ungefähr 20 db ab, d.h. ein relativ großes Umfeld trägt zum Wert eines Meßpunktes bei. Auch ist deutlich zu sehen, daß sie nicht ganz rotationssymmetrisch ist. Die stärkste Abweichung von der Rotationssymmetrie liegt aber außerhalb von 2', so daß eine als rotationssymmetrisch angenommene Abbildungsfunktion nur wenig zur Verfälschung der Faltung beiträgt.

Bezeichnet man die auf 1 normierte Abbildungsfunktion des Radioteleskops mit $f(d_{ik,\mu\nu})$, wobei $d_{ik,\mu\nu}$ der Abstand zwischen dem Flächenelement ik, das dem Mittelpunkt der Abbildungskeule des Teleskops entspricht, und den zu seiner Intensität mit beitragenden Flächenelementen $\mu\nu$ ist, dann ist die Strahlungstemperatur $T_{b,ik}$ im Punkt ik:

$$T_{b,ik} = \sum_{\mu\nu \in A_{ik}} T_{b,\mu\nu} \; f(d_{ik,\mu\nu}) \qquad \text{IX.1}$$

A_{ik} ist die Fläche aller zur Faltung beitragenden Punkte $\mu\nu$. Sie wurde insofern als kreisförmig angenommen, als daß die Zentren der Punkte $\mu\nu$ nicht weiter als 2 Bogenminuten vom

Flächenmittelpunkt ik entfernt sein dürfen. Die Beschränkung der Faltungsfunktion auf nur 2 Bogenminuten Abstand führt zu keiner Beeinträchtigung des Ergebnisses, da die Strukturen starker Intensität in ihrer Ausdehnung nur einige Bogensekunden einnehmen.

Eine wesentlich größere Fehlerquelle liegt darin, daß man nicht genau weiß, wo die Faltungspunkte ik zu setzen sind. Es ist offenbar, daß im schlechtesten Fall eines einzigen isoliert liegenden hochaufgelösten Punktes $\mu\nu$ der maximale Fehler die Differenz zwischen den beiden Ergebnissen ist, die man erhält, wenn man einmal den Mittelpunkt ik der Abbildungskeule des Teleskops exakt auf den zu faltenden Punkt $\mu\nu$ legt, oder aber wenn letzterer in der Mitte einer Masche des Faltungsgitters zu liegen kommt.
Um diesen Fehler möglichst klein zu halten, muß ein bestmöglicher Fit der hochaufgelösten Röntgenbilder und Magnetfelddaten mit den Radiomessungen erreicht werden. Ein guter Weg führt dazu über die genaue Ermittlung des Sonnenrandes, der sich am besten aus den digitalisierten Werten erkennen läßt. Wegen der schlechten Auflösung der Effelsberg-Daten, läßt sich der Fehler aber nicht unter ungefähr eine halbe Bogenminute drücken.
Da in den betrachteten Fällen aber nur sehr wenige Punkte einen starken Beitrag zur Gyroresonanzstrahlung leisten, wird die Faltungsprozedur numerisch schnell ausführbar. Deshalb kann man die Koordinaten der Eckpunkte für das neue Faltungsraster innerhalb der Fehlergrenze des Fits durch Zufallszahlen variieren. Der Mittelwert von 100 durchgeführten Faltungen kann dann als das wahrscheinlichste Ergebnis angenommen werden.

Für die Faltung der berechneten Strahlungstemperaturen der thermischen Bremsstrahlung ist diese aufwendige Prozedur nicht immer nötig. In den relativ zur Halbwertsbreite der Abbildungsfunktion meistens recht großen Aktivitätsgebieten ist der Dynamikbereich der Strahlungstemperaturen der ther-

mischen Bremsstrahlung wesentlich geringer als bei der Gyroresonanzstrahlung. Die Faltung einer flachen ausgedehnten Werteverteilung ist bei weitem nicht so abhängig vom Setzen der Faltunspunkte wie die Faltung einer scharfen Verteilung. Doch konnte auch hier eine Variation der Maximalwerte von fast 5 Prozent festgestellt werden.

X. Ergebnisse

a) Ablauf der Auswertungen:

Bevor wir uns den einzelnen Ergebnissen der Analyse zuwenden, soll noch einmal ein zusammenfassender Überblick über die Vorgehensweise der Auswertungen aufgezeigt werden.

1.) Aus den Skylab - Röntgendaten kann durch die quantitative Analyse mittels einer iterativen Entfaltung die Verteilung der mittleren Temperatur T entlang des Sehstrahls und des differentiellen Emissionsmaßes $EM = \int N_e^2 \, dl$ des koronalen Plasmas oberhalb einer Temperatur T von ungefähr $1 \cdot 10^6$ K abgeleitet werden. Die mit diesen Daten erhaltene Auflösung beträgt maximal 2".

2.) Mit Hilfe der vom Kitt-Peak-Observatorium gemessenen Longitudinalkomponenten des photosphärischen Magnetfeldes kann unter Modellannahmen (Potentialfeld, kraftfreier Fall) der Verlauf des Feldes in der Sonnenatmosphäre berechnet werden. Die Resonanzbedingung $\omega = s\omega_H$ legt für eine bestimmte Wellenlänge den Betrag des Magnetfeldes fest, für welchen die Gyroresonanzstrahlung wirksam werden kann. Damit kann die Höhe z der Resonanzniveaus, der Winkel α zwischen Magnetfeld $\vec{H}$ und der Beobachtungsrichtung und die Skalenlänge L_H des Feldes mit einer Auflösung von maximal 2.5" im Mittelpunkt der Sonnenscheibe bestimmt werden. Eine ausführliche Diskussion der verschiedenen Möglichkeiten der Magnetfeldberechnung wird am Beispiel von McMath 511 durchgeführt.

3.) Verwendet man geeignete Atmosphärenmodelle, die mit den Ergebnissen der quantitativen Analyse der Röntgenbilder konsistent sind, so können die optischen Dicken der thermischen Bremsstrahlung τ_j^{f-f} und der Gyroresonanzstrahlung τ_{js}^{Gyro} entlang des Sehstrahles l ermittelt werden. Eine Krümmung des

Sehstrahls muß dabei nicht berücksichtigt werden, da der reelle Brechungsindex bei den vorkommenden Werten der Temperaturen T und der Elektronendichte N_e immer gleich oder doch sehr nahe 1 ist.
Für randnahe Aktivitätsgebiete wie McMath 510 wird allerdings die Anwendung eines planparallelen Modells wegen der schiefen Sicht sehr kritisch, und auch die aus der quantitativen Analyse der Röntgenbilder gewonnenen Temperaturen und differentiellen Emissionsmaße sind mit erheblichen Fehlern behaftet. Deshalb wurde es hier nur bei der Berechnung der Gyroresonanzstrahlung mit herangezogen, bei der thermischen Bremsstrahlung wurde in diesem Fall auf jegliches Atmosphärenmodell verzichtet und nur die aus den Skylab - Röntgenbildern bestimmten Werte der mittleren Temperatur T und des differentiellen Emissionsmaßes $\int N_e^2 dl$ verwendet.

4.) Die Strahlungstemperatur T_b erhält man durch numerische Integration der Elektronentemperatur T über die optische Dicke $\tau_j = \tau_j^{f-f} + \tau_{js}^{Gyro}$ nach Gl. III.8. Für Aktivitätsgebiete ohne starkes Magnetfeld resultiert die Strahlungstemperatur einzig aus der thermischen Bremsstrahlung, die Integration ist also nur über τ_j^{f-f} auszuführen. Treten jedoch Resonanzniveaus mit großer optischer Dicke τ_{js}^{Gyro} auf, so muß der Anteil der Bremsstrahlung und der Gyroresonanzstrahlung in der Integration simultan berücksichtigt werden.

5.) Für beide Arten der Radiostrahlung ist die Kenntnis des Magnetfeldverlaufs in der Atmosphäre wichtig, wenn er sich auch bei der thermischen Bremsstrahlung nicht so sehr auf das Ergebnis der Intensität auswirkt. Deshalb wurde für alle Aktivitätsgebiete, die wegen ihres schwachen Magnetfeldes nicht genauer auf Magnetobremsstrahlung hin untersucht wurden, der Feldverlauf nach Sakurai und Uchida abgeschätzt.

6.) Um die berechneten hochaufgelösten Daten mit den

Meßwerten des Effelsberger Radioteleskops vergleichen zu können, müssen sie mit dessen Abbildungsfunktion gefaltet werden, da die Auflösung der Radiodaten maximal nur ungefähr 45" beträgt. Dabei hängt das Ergebnis der Faltung bei der thermischen Bremsstrahlung wenig, im Falle der Gyroresonanzstrahlung aber sehr stark vom Setzen der Faltungspunkte ab.

b) McMath 507:

Für McMath 507 wurden mit dem Effelsberger Radioteleskop eine maximale Strahlungstemperatur $T_{b\,max}$ von 478 % der ruhigen Sonne gemessen, die auch an diesem Tag das Maximumum der auf der Sonnenscheibe gemessenen Werte darstellt. Deshalb ist dieses Gebiet dazu prädestiniert, einer intensiven Untersuchung unterzogen zu werden.
Das in heliographischen Koordinaten bei 13° südlicher Breite und 42° östlicher Länge gelegene Gebiet wird unter einem mittleren Winkel von rund 43° vom Beobachter gesehen. Die vom Kitt - Peak - Observatorium gemessene Longitunalkomponente des photosphärischen Magnetfeldes besitzt ihr Maximum bei - 1067 Gauß. Durch den großen Beobachtungswinkel liegen deshalb die Beträge der Normalkomponenten unter der Annahme eines radialen Magnetfeldverlaufs ungefähr um einen Faktor 1.35 höher.
Außerdem sind die Kitt - Peak - Messungen bei großen Feldstärken oberhalb den Umbren von Sonnenflecken um einen Faktor 2 unterbestimmt, die tatsächlich in der Photosphäre vorkommenden Feldstärken liegen daher in der Nähe von ungefähr 2800 Gauß (Descriptive Text: Solar Geophysical Data 1977). Diese Größe der Feldstärke entspricht etwa dem von Pallavicini et al. 1981 für den 4.09.73 mit 2400 Gauß angegebenen Wert.

In Abb. 7 und Abb. 8 sind die durch iterative Entfaltung ermittelten Verteilungen der effektiven Temperatur T und des differentiellen Emissionsmaßes EM dargestellt. Sie haben ihre Maxima bei $T = 3.4 \cdot 10^6$ K respektive $EM = 7.2 \cdot 10^{28} cm^{-5}$.

In Abb. 9 sind die vom Kitt - Peak - Observatorium gemessenen Longitudinalkomponenten geplottet. Für die Berechnung des Magnetfeldes von McMath 507 wurde ein verhältnismäßig kleiner Ausschnitt mit 30*35 Punkten ausgewählt. Diese Tan-

gentialebene, deren z - Achse in Richtung des Normalenvektors zeigt, wurde auf 50*50 Punkte so erweitert, daß die zusätzlichen Rahmenpunkte für die Rechnung den Feldstärkewert B = 0 zugewiesen bekamen.
Da die Rechnung mit dem Verfahren nach Nakagawa in der Potentialfeldnäherung mit $\alpha = 0$ durchgeführt wurde, mußte darauf geachtet werden, daß innerhalb dieses Gebietes der gesamte magnetische Fluß gleich Null wird. Man ist also gezwungen, durch wiederholte Berechnungen des Feldes die zu verwendende Tangentialebene so auszuwählen, daß diese Bedingung in guter Näherung erfüllt ist.
Dabei wurde so vorgegangen, daß zunächst die Auswahl der Tangentialebene der Rechenzeit wegen mit einer um den Faktor 2 vergröberten Auflösung bestimmt wurde. Erst dann wurde das Magnetfeld mit der vorliegenden Auflösung in der gewünschten Höhe z berechnet und der Gesamtfluß wieder auf seine Abweichung von Null überprüft.
Isolinien der Beträge der Magnetfeldstärke sind in den Abb. 10a, 10b, 10c und 10d für die Höhen z = 10, 20, 30, 40 Bogensekunden oberhalb der Photosphäre geplottet.
Aus diesen Abbildungen ist ersichtlich, daß die Resonanzfeldstärken H = 1275 Gauß und H = 956 Gauß für s = 3 bzw. s = 4 zwischen z = 0 und z = 16 Bogensekunden liegen. Deshalb wurde das Magnetfeld zusätzlich noch in der Umgebung des wichtigen Resonanzniveaus s = 3 für die Höhen z = 2, 4, 6, 8" berechnet. Mit diesen 8 Stützstellen wird der Verlauf des Feldvektors mit einer Splinefunktion für jeden Rasterpunkt und jede Komponente interpolierbar. Aus der Kenntnis von Richtung und Betrag des Feldverlaufs in den angegebenen Höhen wurde die Höhe z der Resonanznivaus bestimmt. Sie ist in Abb. 11a und 11b für s = 3 und s = 4 geplottet.
Ebenso erhält man auch den Winkel α zwischen Magnetfeld und Beobachtungsrichtung durch Interpolation der in den festen z - Schichten bekannten Winkel. Wie zu erwarten, ist α oberhalb der Umbra relativ genau gleich dem Winkel zwischen der Normalen der Tangentialebene und der Beobachtungs-

richtung, während gegen den Rand des Aktivitätsgebietes hin dann eine stärkere Abweichung davon zu registrieren ist.
In den Abb. 12a und 12b ist α für s = 3 bzw. s = 4 aufgetragen. Vergleicht man den vorkommenden Winkelbereich $40° < \alpha < 65°$ mit den in den Abb. 1 a und 1 b gezeigten Werten der optischen Dicken τ_{js}^{Gyro}, so sieht man, daß für s = 3 für den außerordentlichen Strahl mit geeigneten Parametern von T und L_H optische Dicken τ_{13} resultieren können, die größer als 1 sind und daß auch für den ordentlichen Strahl optische Dicken τ_{23} auftreten, die in der Nähe von 1 liegen können.
Zur Berechnung der Skalenlänge L_H muß die Ableitung der Magnetfeldfunktion in den Resonanzhöhen bekannt sein, die simultan bei der Interpolation geliefert wird. Abb. 13 a und 13 b zeigen L_H für die Resonanzniveaus s = 3 und s = 4.

Mit der Randbedingung, daß die maximale Temperatur T_{max} in der Korona gleich der aus den Röntgenaufnahmen durch quantitative Analyse ermittelten effektiven Temperatur ist, wurden jetzt die optischen Dicken τ_{js} unter Verwendung der modifizierten Atmosphärenmodelle AKL und RTV berechnet. Als Startgrößen dienten $T_0 = 2 \cdot 10^4$ K, $F_c = 2 \cdot 10^6$ erg $cm^{-2} s^{-1}$ (AKL - Modell), $z_0 = 2 \cdot 10^8$ cm und p = 0.5 dyn (RTV - Modell). Dieser Wert von p wurde von Pallavicini et al. (1981) für dieses Aktivitätsgebiet aus EUV-Beobachtungen am 3.09. und 4.09.73, also wenige Tage später, für die Sonnenfleckenumbra ermittelt.

Die Gültigkeit der quasilongitudinalen Näherung wurde für jeden Rasterpunkt in den beiden Resonanzschichten bestätigt, deshalb konnte mit der vereinfachten Formel nach Gl. V.25 gerechnet werden. Ebenso fand eine Überprüfung des reellen Brechungsindexes auf eine etwaige Abweichung von 1 statt. Weder für s = 3 noch für s = 4 war eine Differenz von größer als 1 % festzustellen.
Die Resultate für τ_{js}^{Gyro} sind in den Abb. 14 a, 14 b, 14 c und 14 d geplottet. Zu beachten sind die Differenzen von τ_{js}, die sich aus den beiden Atmosphärenmodellen ergeben. Das

Maximum der optischen Dicke τ_{js} für s = 3 liegt nach dem RTV - Modell für den außerordentlichen Strahl bei ungefähr 6.7, nach dem AKL - Modell bei ungefähr 3.4 . Für den ordentlichen Strahl erhält man bei s = 3 nach dem RTV - Modell das Maximum bei $\tau_{max} = 1.03$ und nach dem AKL - Modell ist es $\tau_{max} = 0.522$.

Die maximale Strahlungstemperatur $T_{b\,max}$ der Resonanzschicht s = 3 nach dem RTV - Modell errechnet sich zu $T_b = 4990\ \% \approx 6 \cdot 10^5$ K und zu $T_b = 4662\ \% \approx 5.6 \cdot 10^5$ K unter Verwendung des AKL - Modells. Wie aus Abb. 15 zu entnehmen ist, wird für s = 3 nur von sehr wenigen Punkten mit einer kleinen Fläche von ungefähr 6 Bogensekunden zum Quadrat Strahlung emittiert. Es wurde darauf verzichtet, für das RTV - Modell und das AKL - Modell getrennte Abbildungen der Strahlungstemperaturen zu zeigen, da sich diese nur in ihren Maximalwerten etwas unterscheiden.

Bei s = 4 erhält man ein wesentlich ausgedehnteres Strahlungsgebiet. Im AKL - Modell liegt die maximale Ausstrahlung bei 33.2 % $\hat{=}$ $T_b \approx 4 \cdot 10^3$K, das RTV - Modell liefert 44.45 % $\hat{=}$ $T_b \approx 5.3 \cdot 10^3$K. Man sieht, daß selbst bei s = 4 mit 30 bis 45 Prozent der Strahlungstemperatur der ruhigen Sonne ein nicht zu vernachlässigender Anteil produziert wird. Selbstverständlich trägt dazu nur der außerordentliche Strahl stark bei, der Anteil des ordentlichen Strahls ist hier nahezu vernachlässigbar.
Faltet man nun die Resultate mit der Abbildungsfunktion des Effelsberger Radioteleskops, so reduzieren sich die zu beobachtenden maximalen Strahlungstemperaturen (Abb. 16) für die einzelnen Resonanzniveaus erheblich. Jetzt liegt das Maximum der 45" * 45" Rasterpunkte für s = 3 unter Benutzung des AKL - Modells bei 137% $\hat{=}$ $T_b \approx 1.64 \cdot 10^4$ K bzw. bei 145% $\hat{=}$ $T_b \approx 1.74 \cdot 10^4$ K mit dem RTV - Modell. Diese Werte wurden nach dem in Kapitel IV geschilderten Faltungsverfahren als Mittelwerte der Zufallsverteilung der Faltungspunkte ermittelt.

Auffallend ist die starke Verschmierung der scharfen Emissionspunkte und die damit verbundene Reduzierung der zu beobachtenden Strahlungstemperaturen T_b um rund einen Faktor 25. Der von s = 4 gelieferte Anteil wird fast unmerkbar, er verringert sich auf zu vernachlässigende 1.5% im AKL - Modell und auf 0.84% im RTV - Modell.
Die beobachtete Emissionsfläche vergrößert sich von unter 30 auf 1620 Bogensekunden zum Quadrat. Die schlechte Auflösung des Radioteleskops macht es daher unmöglich, die hier durch die Analyse ermittelten wenigen starken Emissionszentren geringer Fläche nachzuweisen, wie sie von Lang et al., (1983) bei 2.8 cm Wellenlänge mit hochauflösender VLA Technik experimentell gefunden wurden.

Die geringe Höhe der Resonanzschicht s = 3 und die gegenüber der beobachteten Koronatemperatur von $T \approx 3 \cdot 10^6$ K doch wesentlich kleinere berechnete Strahlungstemperatur $T_b \approx 6 \cdot 10^5$ K lassen nur den Schluß zu, daß das Entstehungsgebiet der starken Emission in den Fußpunkten koronaler Loops liegen muß, nicht aber im heißen Kern eines Loops.

c) McMath 510:

Die Effelsberg-Messungen der Strahlungstemperatur für McMath 510 liegen im Maximum bei 313 % der ruhigen Sonne. Die gemessene Longitudinalkomponente des Magnetfeldes hat ihren größten Wert bei nur 586 Gauß und liegt dewegen nicht im Sättigungsbereich des Meßinstuments. Deshalb dürfen die gemessenen Longitudinalkomponenten nicht wie bei McMath 507 um einen Faktor 2 vergrößert werden.
Da nun McMath 510 bei 15° nördlicher Breite und 76° östlicher Länge liegt, besitzt das Gebiet mit $\alpha \approx 76.5°$ den größten Winkelabstand zwischen der Normalen und der Sehstrahlrichtung aller analysierten Aktivitätsgebiete. Unter der Annahme eines senkrechten Austritts des Magnetfeldmaximums wird die Normalkomponente um einen Faktor von ungefähr 4 größer als die gemessene Maximalfeldstärke der Longitudinalkomponente und liegt damit in der Größenordnung von ungefähr 2500 Gauß.
Damit sind alle Voraussetzungen erfüllt, die auf einen markanten Beitrag der Gyroresonanzemission zur Gesamtstrahlung schließen lassen. Da α sicher bei sehr großen Werten liegt, sind die Bedingungen der quasilongitudinale Näherung nicht mehr erfüllt und man muß die exakte Gl. V.24 benutzen.

In Abb. 17 sind die gemessenen Longitudinalkomponenten geplottet. Zur groben Überprüfung, in welcher Höhe bei diesem Aktivitätsgebiet das Resonanzniveau s=3 liegt, wurde das Magnetfeld für z=10" mit α=0 nach Nakagawa berechnet. Dabei wurde ersichtlich (Abb. 18), das dieses Verfahren nicht sehr gut geeignet ist, das Magnetfeld von komplex strukturierten Gebieten zu berechnen, welche nahezu geradlinige Ränder und scharf ausgeprägte Ecken besitzen.

Deswegen wurde das Magnetfeld oberhalb der Photosphäre zunächst mit der schnellen Methode nach Sakurai und Uchida

untersucht. Dabei wurden für die Tiefe d der Spule unter der Photosphäre und für die Länge l der Spule dieselben Werte wie von Pallavicini et al. (1981) mit d = 0.3 a und l = 5 a genommem. Dabei ist a = 12" die Ausdehnung der Umbra.

Abb. 19 zeigt die berechnete Feldstärke für z = 3 Bogensekunden Höhe, Abb. 20 zeigt den Winkel α zwischen Magnetfeld und Beobachter für s = 3. Da diese Art der Berechnung des Feldverlaufes nur sehr wenig Rechenzeit in Anspruch nimmt, konnten zwischen z = 0 und z = 10 Bogensekunden 20 äquidistante Niveaus berechnet werden, was sich für die Genauigkeit der Skalenlänge L_H (Abb. 21) des Magnetfeldes und für die Höhe der Resonanzniveaus z_{res} (Abb. 22), die sich aus der Differentiation und Interpolation des Feldverlaufs ergeben, positiv auswirkt.
Abb. 20 sollte etwas eingehender betrachtet werden. Es sind die Level für 40°, 50°, 60°, 70°, 80°, 85° und 88° geplottet. Die innerste Isolinie entspricht nicht etwa 88° sondern 80°. Die Winkel α steigen aus dem Mittelpunkt kommend von ungefähr 76° auf 90° an und fallen dann wieder ab.

Es sollte hier angemerkt werden, daß die quantitative Analyse der Röntgenbilder bei randnahen Aktivitätsgebieten wegen der zunehmenden Verschlechterung der Abbildungseigenschaften des Röntgenteleskops für in großer Entfernung von der optischen Achse liegende Objekte keine zuverlässigen Werte mehr zu liefern im Stande ist. Deshalb wurde bei der Berechnung der Gyroresonanzstrahlung für den gesamten Bereich des Aktivitätsgebietes, der oberhalb des starken photosphärischen Magnetfeldes liegt, eine mittlere Temperatur $T = 2.5 \cdot 10^6$ K angenommen. Auch das differentielle Emissionsmaß EM wurde mit $2.7 \cdot 10^{28} cm^{-5}$ als konstant angenommen. Diese beiden Werte entsprechen einer Mittelung der durch die quantitative Analyse erhaltenen Ergebnisse, deren Maximalwerte bei $T = 3.3 \cdot 10^6$ K und $EM = 2.9 \cdot 10^{28} cm^{-5}$ liegen. Pallavicini et al.(1981) fanden am 3.09 und 4.09 für McMath

510 koronale Temperaturen von $2.7 \cdot 10^6$ K bzw. $2.5 \cdot 10^6$ K und ein differentielles Emissionsmaß von ungefähr $4.5 \cdot 10^{27}$ bzw. $5.5 \cdot 10^{27} cm^{-5}$.
Die relativ große Diskrepanz der Werte für das differentielle Emissionsmaß ist wohl nur zum einen aus der Unzuverlässigkeit der quantitativen Analyse von randnahen Gebieten zu erklären, zum andern sollte bedacht werden, daß man am 31.08.73 nicht von oben auf das Aktivitätsgebiet schaut, sondern es unter einem Winkel von über 75° sieht. Dies führt dazu, daß sich der Sehstrahlweg vergrößert, der natürlich in die Bestimmung des differentiellen Emissionsmaßes $EM = \int N_e^2 \, dl$ eingeht und dieses entsprechend vergrößern kann. Maßgebend für die Berechnung der Gyroresonanzstrahlung ist aber nicht $\int N_e^2 dl$ sondern die Elektronendichte N_e. $\int N_e^2 dl$ geht nur als Randbedingung für das Atmosphärenmodell ein.

Wegen der äußerst schiefen Sicht erschien es angezeigt, bei der Auswertung der thermischen Bremsstrahlung gänzlich auf die Anwendung eines Atmosphärenmodells zu verzichten und nur den Beitrag zu berücksichtigen, der sich aus den Röntgenmessungen ergibt. Deshalb ist die Auswertung dieses Gebietes mit der größten Unsicherheit behaftet und die Resultate besitzen wohl mehr qualitativen als quantitativen Wert.

Die berechnete thermische Bremsstrahlung liegt mit 260% um 53% niedriger als der gemessene Maximalwert (in Prozent der Strahlungstemperatur der ruhigen Sonne). Das Maximum der Gyroresonanzstrahlung erreicht unter Verwendung des Spulenmodells T_b = 3320% (Abb. 23). Durch die Faltung verringert es sich auf von Effelsberg beobachtbare 177% und liegt damit um 124% höher als das Defizit der theoretisch ermittelten thermischen Bremsstrahlung.

Bei randnahen Gebieten wie McMath 510 ist es aber wegen der perspektivistischen Verzerrung mehr als problematisch, den

Magnetfeldverlauf durch das Setzen geeigneter Spulen abzuschätzen. Deshalb kann dieses Ergebnis nur als eine grobe Abschätzung angesehen werden.

Die bessere Magnetfeldberechnung nach Semel führt zu einem anderen Ergebnis. Der Betrag des Feldes ist in den Abb. 24 a, b, c, d für die Höhen z = 0, 3, 5 und 10 Bogensekunden geplottet. Dabei fällt auf, daß das starke positive Gebiet drei ausgeprägte relative Maxima aufweist, während die gemessenen Longitudinalkomponenten nur ein Maximum besitzen. Auch ist im Nordwesten des Gebietes mit starker positiver Polarität ein negatives Gebiet großer Feldstärke angesiedelt, welches keine auffällige Komponente in Sehstrahlrichtung besitzt.
Ebenso ist unterhalb des markanten rechtwinkligen Knicks des großen negativen Gebiets ein relativ starkes Gebiet positiver Polarität vorhanden. Das Feld ist also wesentlich komplexer, als es die Messung der Longitudinalkomponenten vermuten läßt. Dies erhärtet die oben gemachte Aussage, daß es bei randnahen Gebieten nicht erlaubt sein kann, aus dem Bild der Longitunalkomponenten mit Spulen auf den Feldverlauf schließen zu wollen.
In der Höhe z = 5", in dessen Nähe nach Abb. 24c die größte Höhe des Resonanzniveaus für s = 3 erwartet werden darf, sind die drei Maximua der Magnetfeldstärke noch deutlich ausgeprägt. Dies zeigt sich auch in Abb. 25, welche die Höhe z dieses Resonanzniveaus darstellt. Gezeichnet sind die Höhenlinien von z = 3.5" bis z = 5.1". Die Skalenlänge L_H des Feldes bei s = 3 hat ihren höchsten Wert bei $L_H = 4.89 \cdot 10^9$cm, der im Resonanzniveau vorkommende Winkel α erstreckt sich von 77° bis 93° (Abb. 26). Deswegen kann natürlich nicht mehr mit der quasilongitudinalen Näherung gerechnet werden.

Die Berechnung der Strahlungstemperatur der Gyroresonanzemission führt zu einem ähnlichen Ergebnis wie bei McMath

507. Man erhält drei isolierte kleine Gebiete mit sehr starker Intensität (Abb. 27), die zusammen aber nur aus 7 Rasterpunkten bestehen. Sie liegen oberhalb der 3 relativen Maxima des Magnetfeldes. Ihr gröster Wert beläuft sich auf $T_b = 3000\% \approx 3.6 \cdot 10^5$ K und liegt damit um ungefähr eine Größenordnung höher als die gemessenen Strahlungstemperaturen.
Durch die Faltung tritt wieder eine starke Verschmierung über eine Ausdehnung von mehr als 2 Bogenminuten auf (Abb. 28). Das mit dem Effelsberger Teleskop beobachtbare Maximum der Gyroresonanzstrahlung von McMath 510 beträgt deswegen nur noch 93%. Addiert zu der Strahlungstemperatur der thermischen Bremsstrahlung erhält man einen Überschuß an theoretisch ermittelter Gesamtstrahlung von 40 Prozent in Einheiten der Strahlungstemperatur der ruhigen Sonne. Wie oben schon erwähnt, ist aber gerade die Auswertung dieses randnahen Gebietes mit vielen Unsicherheiten behaftet.

Betrachtet man sich die optischen Dicken τ_{js} der Gyroresonanzabsorption des ordentlichen und außerordentlichen Strahls der Wellenausbreitung, so sieht man, daß ihre größten Werte mit $\tau_{23} = 1.095$ und $\tau_{13} = 1.794$ nicht sehr differieren. Würden Polarisationsmessungen vorliegen, dürfte der Polarisationsgrad nicht sehr hoch liegen.

d) McMath 501:

Die Effelsberger Messung der Strahlungstemperatur von McMath 501 ergab 160% $\approx 1.9 \cdot 10^4$K. Zunächst scheint dieses Resultat etwas erstaunlich, liegen doch für McMath 501 mit 1124 Gauß die höchsten gemessenen Longitudinalkomponenten des photosphärischen Magnetfeldes vor. Am 28.08.73 wurden noch von Pallavicini et al., (1981) bei 2.8 cm ein Maximum von $4.4 \cdot 10^5$ K gemessen, während sie am 29.08. schon keine starke Strahlung mehr feststellen konnten.
Die gemessene Longitudinalkomponente zeigt Abb. 29. Wie man sieht, handelt es sich um ein kleines positives Gebiet mit hoher Feldstärke, das von den umliegenden negativen Gebieten stark isoliert ist. Weil die Bedingung, daß der magnetische Fluß Null sein sollte, nur durch die Wahl eines sehr großen Ausschnitts zu erfüllen wäre und dies die Rechenzeit in unzumutbare Länge geführt hätte, wurde für die Magnetfeldberechnung nach Semel auf diese Forderung verzichtet. Dies schien umso mehr erlaubt zu sein, als die Resonanzniveaus in nicht allzu großer Höhe über der Umbra zu erwarten sind. Dort ist dann der Einfluß der entfernt liegenden anderen Aktivitätsgebiete nicht sehr stark. Die Höhe z_{res} für s = 3 zeigt Abb. 30.
Den wesentlichsten Einfluß auf die optische Dicke der Resonanzschicht übt in diesem Falle der Beobachtungswinkel α aus. McMath 501 liegt bei ungefähr 13° westlicher Länge und 14° nördlicher Breite, besitzt also einen mittleren Beobachtungswinkel α von ungefähr 19°. Aus Abb. 1 ist abzulesen, daß selbst für s = 3 bei diesem geringen Wert von α die optische Dicke immer um mindestens eine Größenordnung kleiner als Eins sein wird. Unter diesem Gesichtspunkt ist also - wenn überhaupt - nur ein geringer Anteil an Magnetobremsstrahlung zu erwarten. Die Winkelverteilung ist in Abb. 31a geplottet, die berechnete Skalenlänge L_H zeigt Abb. 31b. Das Maximum von L_H liegt bei $3.2 \cdot 10^9$ cm. Die Höhe z der Resonanzschicht oberhalb der Photosphäre (Abb.

30) ist bei ungefähr $2.5 \cdot 10^{8}$ cm angesiedelt.
Die optische Dicke τ_{js} für s = 3 besitzt ihr Maximum bei 0.64.
Die daraus abgeleiteten Strahlungstemperaturen in Abb. 32 ergeben im Maximum T_{bmax} = 1438% (RTV - Modell) und T_{bmax} = 1456% (AKL - Modell). Das Maximum ist nicht direkt oberhalb der Umbramitte zu finden, sondern zwischen Umbra und Penumbra. Dies erklärt sich aus dem in diesem Bereich vorkommenden größeren Beobachtungswinkel α .
Die Resonanzfeldstärke von 1275 Gauß wird nur von 21 Rasterpunkten der Auflösung von 2.5 Bogensekunden erreicht. Es ist daher nicht verwunderlich, daß die Gyroresonzstrahlung zur gesamten Strahlungstemperatur nach der Faltung nur noch einen maximalen Beitrag von 13.3% (RTV - Modell) bzw. 12.7% (AKL - Modell) zu liefern im Stande ist.
Daß von dem Resonanzniveau s = 4 kein meßbarer Beitrag erwartet werden kann, ist nach dem geringen Beitrag bei s = 3 offenbar. Deshalb wurde auch auf seine Berechnung verzichtet.

e) McMath 511:

Das von seiner Magnetfeldstruktur her komplexe Aktivitätsgebiet McMath 511 besitzt mit vom Kitt - Peak - Observatorium gemessenen -784 und +799 Gauß zu schwache Feldstärken, um Gyroresonanz - Emission hervorrufen zu können. McMath 511 liegt bei 4° nördlicher Breite und 14° westlicher Länge, sein mittlerer Winkel α zwischen Flächennormale und Beobachtungsrichtung beträgt rund 15°. Dies deutet schon darauf hin, daß auch hier der Winkel α zwischen Beobachter und Magnetfeld für s = 3 nicht mehr ausreichend groß ist, um hinreichende optische Dicken τ_{j3} produzieren zu können.
Auch wird sich bei angenommenem senkrechtem Austritt der Feldlinien in der Umgebung der Extrema wegen des kleinen Winkels der Absolutbetrag des Feldes gegenüber den Meßwerten nicht genügend stark erhöhen, um oberhalb von 3" die für s = 3 erforderliche Feldstärke von 1275 Gauß zu erreichen.

Trotzdem wurde der Magnetfeldverlauf an diesem Beispiel für z = 5 Bogensekunden einmal nach Semel und dann nach Nakagawa berechnet, um festzustellen, wie sich die Resultate für geringe Höhen über der Photosphäre unterscheiden. Dabei wurde für die Berechnung nach Nakagawa das 35 * 21 Punkte große Gebiet auf 50 * 40 Rasterpunkte erweitert, wobei die Rahmenpunkte gleich Null gesetzt wurden. Es gelang leider nicht ganz, den Ausschnitt so zu wählen, daß der gesamte magnetische Fluß des Gebietes Null wurde, der benutzte Bereich besitzt pro Rasterpunkt einen Überschuß von -2 Gauß.
Abb. 33 zeigt die gemessenen Longitudinalkomponenten, die berechneten Magnetfeldstärken sind in den Abb. 34a (Semel) und 34b (Nakagawa) einander gegenübergestellt. Die Extremwerte bei z = 5" betragen nach Semel +368 und -333 Gauß, nach Nakagawa ergeben sich +396 und -319 Gauß. Das positive Maximum nach Semel liegt also um ungefähr 7% niedriger, der Absolutbetrag des negativen Maximalwertes um starke 4% höher

als nach Nakagawa. Weiter ist festzustellen, daß die auf verschiedene Arten berechneten Extremwerte nicht an den selben Stellen zu liegen kommen. In keinem der beiden Fälle liegen sie exakt oberhalb der Extrema der photosphärischen Longitudinalkomponenten; nach Semel haben sie sich um ungefähr 5" nach Nordwesten, nach Nakagawa um rund 7"- 8" in nördlicher Richtung verschoben.
Als weiteres Ergebnis sollte festgehalten werden, daß sich die Form der Gebiete mit Beträgen der Magnetfeldstärke von über 200 Gauß doch recht ähnlich sehen, während bei geringen Feldstärken von unter 200 Gauß nach Nakagawa zusätzliche Gebiete mit entgegengesetzter Polarität in der Nähe starker Feldstärken berechnet werden, die sich nach Semel nicht ergeben.
Auch liefern beide Arten der Berechnung in der Umgebung großer Feldstärken einen ähnlichen räumlichen Verlauf der Felder. Der für die Gyroresonanzstrahlung wesentlich mitentscheidende Beobachtungswinkel α zeigt keine großen Differenzen. Als Extrema resultieren im Bogenmaß $\alpha = 0.2537$ und $\alpha = 1.814$ (Semel) bzw. $\alpha = 0.2805$ und $\alpha = 1.815$ (Nakagawa).

Zusammenfassend kann wohl festgestellt werden, daß sich die nach Semel und nach Nakagawa berechneten Magnetfelder bei geringen Höhen z über der Photosphäre im Betrag und der Form in der Nähe ihrer Extremalwerte nicht wesentlich unterscheiden. Auch die Position der Maxima zeigt nur bei hochaufgelösten Untersuchungen kleine Differenzen. Die entsprechenden Unterschiede in der Lage der Maxima der Strahlungstemperatur werden aber durch die Faltung mit dem Abbildungsdiagramm des Radioteleskops verwischt.
Ihr wesentlicher Unterschied liegt nur in den Resultaten für die Bereiche mit geringer Feldstärke, wobei wohl die Methode nach Semel dem Augenschein nach die 'glaubhafteren' Ergebnisse produziert. Handelt es sich nur um die Frage nach der Höhe und dem Ort der Resonanzniveaus der Gyroresonanzstrahlung, so dürfen für die behandelten

Aktivitätsgebiete beide Methoden wohl als ebenbürtig angesehen werden.

Das in seiner Struktur doch recht komplexe Aktivitätsgebiet eignet sich gut für eine Untersuchung, in wie weit die Resultate nach Sakurai und Uchida als grobe Näherung für den Feldverlauf oberhalb von starken photosphärischen Feldern angesehen werden dürfen. Deshalb wurde versucht, durch eine geeignete Wahl von Spulen auf Grund der gemessenen Longitudinalkomponenten den Feldverlauf für z = 5" zu berechnen. Das Ergebnis zeigt Abb. 34c.
Festzuhalten ist, daß oberhalb der Maxima der photosphärischen Feldstärke der Feldverlauf in grober Näherung richtig widergegeben wird, daß aber oberhalb von Gebieten mit schwachem photosphärischem Magnetfeld die Resultate willkürlich sind. Deshalb wählten Pallavicini et al., (1981) für in der Mitte der Sonnenscheibe gelegene Aktivitätsgebiete eine Kombination der Methoden von Sakurai und Schmidt. Oberhalb von Sonnenflecken berechneten sie den Feldverlauf mit dem Spulenmodell und addierten das Feld, das sich nach Schmidt nach Abzug der Spulenfeldstärken von den gemessenen Longitudinalkomponenten ergibt.
Ob diese Art der Feldberechnung nun physikalische Vorzüge gegenüber der ausschließlichen Verwendung der Greenfunktion besitzt, kann hier nicht beurteilt werden. Für diese Arbeit wurde aber angenommen, daß es erlaubt sein dürfte, die Spulenmethode dort zu verwenden, wo man oberhalb von starken photosphärischen Feldern den Feldverlauf grob abschätzen möchte. Weiter dürfte der begangene Fehler auch dort nicht zu erheblich sein, wo die Magnetfeldstruktur einfach und der Einfluß des Feldes auf die Rechnung nicht stark ist, wie es z. B. bei der Berechnung der Strahlungstemperatur der thermischen Bremsstrahlung bei schwachen Feldstärken der Fall ist.

Wegen der geringen berechneten Feldstärken kann in diesem Aktivitätsgebiet keine Gyroresonanzstrahlung emittiert werden.

f) McMath 509:

Für das neu entstandene Aktivitätsgebiet McMath 509 (13° südlicher Breite, 6° westlicher Länge) wurden im Maximum 139 % $\approx 1.67 \cdot 10^4$K gemessen. Der berechnete Bremsstrahlungsanteil beläuft sich auf 131 % $\approx 1.64 \cdot 10^4$K nach der Faltung und liegt damit nur unwesentlich unter dem gemessenen Maximum.
Bei der Berechnung des Magnetfeldverlaufs im stromfreien Fall stellt sich heraus, daß weder für das Resonanzniveau s = 3 noch für s = 4 die entsprechenden Feldstärken oberhalb von $2 \cdot 10^8$ cm vorliegen. Es dürften also auch bei hochauflösenden Messungen keine starke Emission bei 2.8 cm festgestellt werden.

g) Diskussion:

Der Übersichtlichkeit halber sind in Tabelle I die Resultate der gemessenen und der durch die Analyse ermittelten maximalen Strahlungstemperaturen T_b für die untersuchten Aktivitätsgebiete einander gegenübergestellt.

Tabelle I:
Max. Strahlungstemperatur in % der ruhigen Sonne ($1.2 \cdot 10^4$ K)

McMath	T_b^{Ebg}	T_b^{f-f}	T_b^{Gyro}	T_b^{Aero}
507	478	382	140	-
510	313	260	93	-
504	148	152	-	148
511	167	148	-	151
503	169	151	-	156
509	139	131	-	161
501	160	142	13	138

In Spalte 1 der Tabelle stehen die untersuchten Aktivitätsgebiete und in Spalte 2 ihre vom Effelsberger 100m - Teleskop bei $\lambda = 2.8$ cm gemessenen Maximalwerte T_b^{Ebg}. Spalte 3 und 4 enthalten die mit dem Abbildungsdiagramm des Radioteleskops gefalteten maximalen Strahlungstemperaturen der thermischen Bremsstrahlung T_b^{f-f} und der Gyroresonanzstrahlung T_b^{Gyro}.

Für die schwächeren und in der Mitte der Sonnenscheibe

gelegenen Aktivitätsgebiete McMath 504, 501, 503, 509, 511 liefert die berechnete thermische Bremsstrahlung Ergebnisse, die zwischen +4% höher (McMath 504) und -19% bzw. -18% niedriger (McMath 511, McMath 501) liegen als die gemessenen Werte. Dazu kommt ein relativ geringer Beitrag der Gyroresonanzstrahlung von 13% bei McMath 501, während für McMath 511 keine Gyroresonanzabsorption festgestellt werden konnte.

In Spalte 5 der Tabelle sind vergleichbare Ergebnisse für die Bremsstrahlung T_b^{Aero} von Elwert et al., (1981) angegeben. Sie wurden auf Grund einer provisorischen Auswertung von Röntgenaufnahmen der Aerospace Corporation gewonnen. Es handelt sich hier um Maximalwerte innerhalb der jeweiligen Aktivitätsgebiete mit einer maximalen Auflösung von 2.8", die nicht mit der Abbildungsfunktion des Radioteleskops gefaltet wurden. Nach einer Faltung würden die Maximalwerte nach den Erfahrungen dieser Arbeit um die Größenordnung von ungefähr 5 - 20 Prozent je nach Dynamik und Ausdehnung der Gebiete niedriger zu liegen kommen.
Auch wurde dabei der Einfluß des Magnetfeldes auf die optische Dicke τ_j^{f-f} nicht mit berücksichtigt. Ebenso wurde angenommen, daß die Bremsstrahlung nur aus dem von dem Röntgenteleskop erfaßten Bereich der Atmosphäre stammt. Deshalb ist die bei einigen Aktivitätsgebieten gefundene sehr gute Übereinstimmung von T_b^{Aero} und T_b^{f-f} wohl mehr zufällig.

Die thermische Bremsstrahlung liefert für die weiter vom Mittelpunkt der Sonnenscheibe entfernt gelegenen Aktivitätsgebiete McMath 507 bzw. McMath 510 Strahlungstemperaturen, die nach der Faltung um 96% bzw. 53% (bezogen auf 12000 K) zu niedrig liegen.
Vergleicht man die Plots der gemessenen Radiostrahlung und der berechneten thermischen Bremsstrahlung (Abb. 5a, 5b), so fällt auf, daß sich entlang des Sonnenrandes in der Verbindung zwischen McMath 507 und McMath 510 aus der Rechnung

ein Gebiet ergibt, dessen Strahlungstemperatur um ungefähr 30% höher ist, als es den Messungen nach sein sollte. Als Erklärung mag wohl dienen, daß diese Erscheinung durch die schlechteren Abbildungseigenschaften des Röntgenteleskops für entfernt der optischen Achse gelegene Gebiete hervorgerufen wird.
Es hat den Anschein, daß dadurch die Strahlungstemperaturen der thermischen Bremsstrahlung, in die im wesentlichen die aus den Röntgenbildern ermittelten Werte der Temperatur T und des differentiellen Emissionsmaßes $\int N_e^2 dl$ eingehen, in Richtung größerer Ergebnisse verschoben werden.

Ob auch schon McMath 507 davon berührt wird, scheint nicht sehr wahrscheinlich. Ein Einfluß auf McMath 510 von ungefähr 30% ist aber durchaus anzunehmen. Dies würde zu einer wesentlich besseren Übereinstimmung der Meßwerte mit den theoretischen Resultaten führen. Dabei sollte aber nicht aus den Augen verloren werden, daß die thermische Bremsstrahlung von McMath 510 wegen der Randlage nicht mittels eines Atmosphärenmodells berechnet wurde, sondern nur aus den Röntgenwerten abgeleitet wurde.
Leider sind die Röntengenaufnahmen der Aerospace Corporation im Bereich von McMath 507 und 510 gestört, deswegen liegen in Spalte 5 der Tabelle auch keine weiteren Resultate für die thermische Bremsstrahlung vor.

Als Anteil der Gyroresonanzstrahlung berechnet man 140% für McMath 507 bzw. 93% für McMath 510. Auffallend ist, daß ihre Entstehung in räumlich eng begrenzten Gebieten mit einem Durchmeser unter 5" erfolgt. Der Maximalwert liegt ungefaltet für McMath 507 bei rund 4900% und damit um über 12 mal höher als das Maximum der Bremsstrahlung. Erst durch die grobe Auflösung des Radioteleskops sinkt ihr Anteil zur Gesamtstrahlung unter den der thermischen Bremsstrahlung ab.

Trotzdem bleibt der Anteil der Gyroresonanzstrahlung nicht

unerheblich. Würden in der Sonnenatmosphäre am 31.08.73 weitere kleine Gebiete mit Magnetobremsstrahlung existieren, die keine Korrelation mit starken photosphärischen Magnetfeldern besäßen, wie sie von Webb et al., 1983 nachgewiesen wurden, so müßten sie trotz der geringen Auflösung des Radioteleskops noch beobachtet worden sein.

h) Untersuchung der Ergebnisse von Lang et al.:

Lang et al., 1983 maßen mit Very Large Array - Technik (VLA) am 2. Juni 1980 die Radiostrahlung des Aktivitätsgebietes AR 2505 (14°S, 40°W) bei den Wellenlängen λ = 2cm und 6cm. Die Halbwertsbreite der Messung beträgt 2.4 * 3.5 Bogensekunden bei λ = 2cm und 1.5 * 2.2 Bogensekunden bei λ = 6cm. Die gemessenen Maxima der Strahlungstemperatur belaufen sich auf $5.1 \cdot 10^4$ K bzw. $1.5 \cdot 10^6$ K.

Das bemerkenswerteste Resultat der Autoren liegt in einer beobachteten Verschiebung des Emissionsgebietes der 6cm - Messung von 40" ±5" in Richtung Südwesten gegenüber den Meßwerten bei λ = 2cm. Dies wird als radialer Projektionseffekt in Richtung des Randes gedeutet, der seine Ursache in der größeren Höhe der Strahlungsentstehung bei λ = 6cm haben soll.
Demnach soll bei λ = 2cm die Strahlung durch thermische Bremsstrahlung aus dem Übergangsgebiet und der unteren Korona hervorgerufen worden sein, wofür die niedere Strahlungstemperatur $T_b = 5.1 \cdot 10^4$ K und der geringe Polarisationsgrad $\rho < 15\%$ sprächen, während die hohe Strahlungstemperatur $T_b = 1.5 \cdot 10^6$ K und der große Polarisationsgrad $\rho \approx 60\%$ der 6cm - Strahlung wohl am einfachsten durch Gyroresonanzstrahlung zu erklären seien. Deren Entstehung wird wegen der großen räumlichen Verschiebung in einer Höhe $z = 3.5 \cdot 10^9$cm gefordert.

Dazu werden aber Magnetfeldstärken von rund 600 Gauß benötigt, was einer Abnahme um den Faktor 3 bis 4 in einer Höhe entsprechen soll, die vergleichbar der horizontalen Ausdehnung der darunter liegenden Flecken ist.
Die Struktur des photosphärischen Magnetfeldes zeigt Abb. 35 mit den vom Kitt - Peak - Observatorium gemessenen Longitudinalkomponenten, die in einer Auflösung von 1" vorliegen.

Um eine grobe Abschätzung der Höhe des Resonanzniveaus für s = 3, das sich ja bei ungefähr 50" befinden soll, vornehmen zu können, wurde das Magnetfeld oberhalb der Photosphäre durch das in Kapitel VII.d erwähnte Spulenmodell ermittelt. Dabei stellt sich heraus, daß bei den gemessenen geringen Ausdehnungen der Sonnenflecken von unter 40" und selbst unter Verstärkung der gemessenen Feldstärken um einen Faktor 2 die Höhe des Resonanzniveaus für s=3 immer unter 11" liegt. Dies schließt einen Projektionseffekt von 40" bei einem Potentialfeld aus.

Günstiger ist das Resultat für die Struktur und die Intensität des Aktivitätsgebietes. Abb. 36a,36b,36c zeigen für s=3 die Höhe z_{res}, den Winkel α und die Skalenlänge L_H des Magnetfeldes. Mit dem AKL - Modell erhält man optische Dicken $\tau_{13} \approx 15$ und $\tau_{23} \approx 4.5$ (Abb. 37a,b). Dabei wurde $z_0 = 2 \cdot 10^8$ cm, $p_0 = 1.45 \cdot 10^{15}$ cm^{-3}K und $F_c = 2 \cdot 10^6$ erg cm^{-2} s^{-1} angenommen. Obwohl die Atmosphäre über dem gesamten untersuchten Bereich als homogen angenommen wurde, ist doch die errechnete Struktur der Radiostrahlung (Abb. 38a) der gemessenen recht ähnlich.
Der resultierende Maximalwert der Strahlungstemperatur liegt mit $T_b = 1.15 \cdot 10^6$ K ziemlich in der Nähe des beobachteten Maximums. Der berechnete Polarisationsgrad ρ (Abb. 38b) liegt mit seinem Maximum von 80% höher als der beobachtete Wert von 60%. Im Bereich der starken Radiointensität erreicht die berechnete Polarisation allerdings nur Werte zwischen 35% - 65%.
Dieses Ergebnis legt es nahe, ihre Interpretation der 6 - cm Strahlung als Gyroresonanzstrahlung zu bejahen, nicht aber die Verschiebung als einen reinen Projektionseffekt gutzuheißen.

Zur Bestätigung der geringen Höhe des Resonanzniveaus s=3 im Falle eines Potentialfeldes wurde das Magnetfeld in der für s=3 geforderten Höhe von 50" nach Semel berechnet. Selbst bei Verdopplung der gemessenen Longitudinalkomponenten be-

liefen sich auch jetzt die größten Felstärken auf nur -15.4 und 12.4 Gauß (Abb. 39a).

Um die Verschiebung doch als Projektionseffekt erklären zu können, wurde untersucht, wie sich die Feldstärke in Abhängigkeit von dem Parameter α im kraftfreien Fall nach Nakagawa für die vorgegebene Höhe z=50" verhält.
Die erste Rechnung wurde mit α =-0.002 durchgeführt, einem Wert, wie er für die Arbeit von Elwert et al. 1982 typisch ist. Dabei ist α in Einheiten der inversen Gitterweite der Auflösung der verwendeten Magnetogramme angegeben, was zu einem Wert von einigen $10^{-12}cm^{-1}$ führt. Die so gefundenen Extrema der Feldstärke sind -48 und 28 Gauß (Abb. 39b), was ungefähr einer Verdreifachung der nach Semel berechneten Maximalfeldstärke entspricht.
Als nächstes wurde α verzehnfacht und das Vorzeichen geändert. Dies führte zu maximalen Feldstärken von -49 und 39 Gauß (Abb 39c).
Erst eine Steigerung auf α =-0,1 lieferte Feldstärken, die mit 720 und -812 Gauß in der Größenordnung der für s=3 benötigten 600 Gauß liegen (Abb. 39d). Dieser Wert von α entspricht bei der für die Magnetfeldberechnung verwendeten Auflösung von 2" einer inversen Länge von ungefähr $7 \cdot 10^{-10}$ cm^{-1} . Damit ist α um einen Faktor 5 größer als der von Neupert et al. 1975 in ihren Untersuchungen gefundene Wert. Dieses α entspräche aber dem von Alissandrakis et al. 1980 benötigten Wert, der ihnen die Resonanzniveaus der Magnetobremsstrahlung in den richtigen Höhen über der Photosphäre liefern würde.
Ein Vergleich der Plots der gemessenen Longitudinalkomponenten (Abb. 35) und der mit α =-0.1 bei z=50" berechneten Feldstärken (Abb. 39d) zeigt sehr deutlich, daß die Struktur des Feldes oberhalb der Photosphäre stark verändert wird, wenn starke Ströme vorhanden sind. Es findet eine Verdrehung der Feldlinien und eine Verschiebung der Lage der Feldstärkemaxima statt. Das starke negative Gebiet ist um ungefähr 30" nach Nordosten verschoben worden. Das bedeu-

tet, daß bei α =-0.1 der Projektionseffekt zum größten Teil wieder aufgehoben wäre.
Allerdings sind auch die so berechneten Feldstärken etwas zu hoch. Es ist durchaus denkbar, durch eine Verringerung von α und einen eventuellen Wechsel des Vorzeichens die Beobachtungen zufriedenstellend erklären zu können. Die doch recht große Verschiedenheit der Lage der Strahlungsmaxima bei λ =2cm und λ =6cm könnte dann sowohl von einer größeren Höhe des Entstehungsgebietes der 6cm - Strahlung herrühren als auch durch eine Verdrehung des Feldes durch das Vorhandensein von Strömen bedingt sein. Ohne eine genaue Kenntnis der Materie- und der Temperaturverteilung von AR 2505 ist aber das Entstehungsgebiet der 2cm - Strahlung nicht zu lokalisieren; genauso wenig ist es möglich, eine exaktere räumliche und quantitative Verteilung der Gyroresonanzstrahlung bei λ = 6cm zu ermitteln.

XI. Zusammenfassung

a) Schlußfolgerungen:

1. Die am 31.08.73 gemessenen hohen Strahlungstemperaturen in Aktivitätsgebieten mit starken Magnetfeldern lassen sich bei 2.8 cm Wellenlänge auch bei der geringen Auflösung des Effelsberger Radioteleskops nicht in jedem Fall durch thermische Bremsstrahlung erklären.

2. Unter Verwendung einfacher Atmosphärenmodelle kann die Gyroresonanzstrahlung bei starken Magnetfeldern und genügend großen Winkeln zwischen Beobachtungsrichtung und Magnetfeld bei 2.8 cm Wellenlänge Strahlungstemperaturen erzeugen, welche den gemessenen Werten zumindest in der Größenordnung entsprechen. Die Messungen mit dem Effelsberg - Teleskop am 31.08.73 können also durch thermische Prozesse erklärt werden.

3. Es wurden nur kleine Gebiete mit Durchmessern < 5 Bogensekunden gefunden, die eine sehr starke Emission aufweisen. Dieses Resultat wird durch die hochauflösenden Messungen von Lang et al. (1983) und Webb et al. (1983) bestätigt.
Die älteren Schlußfolgerungen aus Radiomessungen mit geringer Auflösung, die auf größere Ausstrahlungsgebiete hinweisen, müssen wohl bei Anwesenheit starker Magnetfelder revidiert werden.

4. Hohe gemessene Strahlungstemperaturen sind am 31.08.73 immer mit Gebieten verbunden, die ein starkes photosphärisches Magnetfeld aufweisen und auch im Röntgenbereich sichtbar sind. Wie die Beispiele von McMath 507 und McMath 510 zeigen, führen auch bei geringer Auflösung starke Emissionszentren mit sehr kleiner Ausdehnung zu mit dem Effelsberger Teleskop noch nachweisbaren

erhöhten Strahlungstemperaturen. Dies bedeutet, daß am 31.08.73 keine Gebiete in der Sonnenatmosphäre vorhanden waren, die bei 2.8 cm hohe Strahlungstemperaturen besaßen und nicht mit starken photosphärischen Magnetfeldern korreliert waren, wie sie von Webb et al. (1983) für den 16.11.79 gefunden wurden.

5. Die am 31.08.73 gefundenen Resonanzniveaus mit großen optischen Dicken τ_{js} bei 2.8 cm Wellenlänge liegen allesamt in geringen Höhen unter 13" und sind damit nicht in der Korona angesiedelt. Dies deutet darauf hin, daß sie in den Bereichen der Fußpunkte koronaler Loops liegen.

b) Einschränkungen der Analyse:

Zum Schluß sollte noch einmal darauf aufmerksam gemacht werden, welchen Restriktionen die vorliegenden Ergebnisse unterliegen:

1. Die geringe Auflösung der Radiodaten von ungefähr 45" erlaubt leider keine Überprüfung, ob die Gyroresonanzstrahlung wirklich aus nur wenigen kleinen Bereichen von rund 25 Quadratbogensekunden Fläche und darunter herrührt.

2. Da keine Polarisationsmessungen der untersuchten Gebiete vorliegen, fehlt ein wichtiges Kriterium für eine Bestätigung der guten Übereinstimmung der gemessenen mit den durch die Analyse erhaltenen Strahlungstemperaturen.

3. Die Ausgangsparameter p_0, T_0 und F_c der verwendeten Atmosphärenmodelle sind nicht durch direkte Messungen bestätigt. Sie wurden vielmehr so gewählt, daß sie als typisch für ruhige Aktivitätsgebiete angesehen werden können.

4. Die gemessenen Longitudinalkomponenten des Kitt-Peak-Observatoriums sind für große Feldstärken, wie sie für Sonnenflecken typisch sind, um einen Faktor 2 unterbestimmt. Eine einfache Verdopplung der Meßwerte wie bei McMath 507 liefert dann aber ein Resultat, das als obere Grenze angesehen werden muß.

5. Der Verlauf des Magnetfeldes wurde immer unter der Annahme ermittelt, daß im Übergangsgebiet und in der Korona keine elektrischen Ströme vorhanden sind. Ihre Existenz würde nicht nur die Höhe der Resonanzniveaus über der Photosphäre verändern, sondern hätte auch einen entscheidenden Einfluß auf den Winkel zwischen Magnetfeld und Beobachtungsrichtung, also auf die zwei Größen, welche für die Stärke der Gyroresonanzstrahlung von der größten Bedeutung sind.

6. Bei randnahen Aktivitätsgebieten wie McMath 510 sind die aus der Analyse der Röntgenbilder gewonnenen Werte der Elektronentemperatur T und des differentiellen Emissionsmaßes $\int N_e^2 dl$ wegen der Verschlechterung der Abbildungseigenschaften des Röntgenteleskops für entfernt der optischen Achse liegende Bereiche nicht mehr sehr zuverlässig.

7. Die Stärke der Gyroresonanzstrahlung hängt nicht unerheblich vom Setzen der Faltungspunkte ab; die angegebenen Ergebnisse sind Mittelwerte einer Variation der Koordinaten der Faltungspunkte entsprechend einer Zufallsverteilung.

c) Ausblick

Durch gleichzeitige Beobachtungen mit hoher Auflösung und verschiedenen Wellenlängen im cm - Bereich sollte es zusammen mit EUV -, Magnetfeld - und Röntgenmessungen möglich sein, mit einem Iterationsverfahren ein konsistentes Bild der solaren Atmosphäre zu erhalten. Dadurch böte sich auch die Gelegenheit, den Magnetfeldverlauf oberhalb von Sonnenflecken durch die Lage der Resonanzniveaus verschiedener Wellenlängen zu messen.
Aus der Intensität und der Polarisation der Strahlung könnte der Betrag und der Winkel zwischen Magnetfeld und Beobachter iterativ ermittelt und mit den aus den Longitudinalkomponenten resultierenden Werten verglichen werden. Dies würde für verschiedene aber benachbarte cm - Wellenlängen ein dreidimensionales Bild des Magnetfeldes ergeben.

XII. Literaturverzeichnis

Akhmedov,Sh.B., Borovik,V.N., Ikhsanova,V.N., Nagnibeda,V.G. Peterova,N.G.: 1976, Soviet Astron. 20,460

Allisandrakis,C.E., Kundu,M.R.: 1982, Ap. J. (Letters) 253,L49

Allisandrakis,C.E., Kundu,M.,R., Lantos,P.: 1980, Astr. Ap. 82,30

Chambe,G., Lantos P.: 1971, Solar Phys. 17,97

Cheng,C.C., Kjeldseth Moe,O.: 1977, Solar Phys. 52,327

Chiuderi Drago,F., Felli,M., Tofani,G.: 1977, Astr. Ap. 61,79

Davis,J.M., Gerassimenko,M., Krieger,A.S., Vaiana,G.S.: 1975, Solar Phys. 45,393

Dupree,A.K., Goldberg,L.: 1967, Solar Phys. 1,229

Eidman,V.Ia.: 1958, JETP (U.S.S.R.) 34,131

Elwert,G.: 1948, Z. Naturforsch. 3A,477

Elwert,G., Müller,K., Thür,L., Balz,P.: 1982, Solar Phys. 75,205

Elwert,G., Villing,W., Vorpahl,J., Broussard,R.M.: 1981, Astr. Ap. 101,150

Felli,M., Tofani,G., Fürst,E., Hirth,W.: 1975, Solar Phys. 42,377

Felli,M., Poletto,G., Tofani,G.: 1977, Solar Phys. 51,65

Foukal,P.V.: 1975, Solar Phys. 43,327

Foukal,P.V.: 1976, Ap. J. 210,575

Foukal,P.V., Huber,M.C.E., Noyes,R.W., Reeves,F., Schmahl,E.J., Timothy,J.G., Vernazza.,J.E., Withbroe,G.L.: 1974, Ap. J. 193,L143

Gerassimenko,M., Nolte,J.T.: 1978, Solar Phys. 60,299

Gerassimenko,M., Nolte,J.T., Petrasso,R.D.: 1976, Solar Phys. 48,121

Gershman,B.N.: 1959, JETP (U.S.S.R.) 37,695

Gershman,B.N.: 1960, JETP (U.S.S.R.) 38,912

Ginzburg,V.L.: 1961, Propagation of Elektromagnetic Waves in Plasma, Gordon and Breach, New York

Ginzburg,V.L., Zheleznyakov,V.V.: 1959, Soviet Astron. 3,235

Kato,T.: 1976, Ap. J. Suppl. Ser. 30,397

Kakinuma,T., Swarup,G.: 1962, Ap. J. 136,975

Kundu,M.R.: 1959, Ann. Astrophys. 22,1

Kundu,M.R.: 1965, Solar Radio Astronomy, New York, Interscience

Kundu,M.R., Alisandrakis,C.E., Bregman,J.D., Hin,A.C.: 1977, Ap. J. 213,278

Kundu,M.R., Schmahl,E.J., Rao,A.P.: 1981, Astr. Ap. 94,72

Kundu,M.R., Velusamy,T.: 1980, Ap. J. (Letters), 240,L63

Kundu,M.R., Schmahl,E.J., Gerassimenko, M.: 1980, Astr. Ap. 82,265

Lang,K.R., Wilson,R.F.: 1979, Nature, 278,24

Lang,K.R., Wilson,R.F., Gaizauskas,V.: 1983, Ap. J. 267,455

Lantos,P.: 1968, Ann. Astrophys. 31,105

Maute,K., Elwert,G.: 1981, Solar Phys. 70,273

Nakagawa,Y., Raadu,M.A.: 1972, Solar Phys. 25,127

Nakagawa,Y.: 1973, Astr. Ap. 27,95

Neupert,W.M., Nakagawa,Y., Rust,D.M: 1975, Solar Phys. 43,359

Noyes,R.W., Withbroe,G.L., Kirshner,R.P.: 1970, Solar Phys. 11,388

Pallavicini,R., Vaiana,G.S., Tofani,G., Felli,M.: 1979, Ap. J. 229,375

Pallavicini,R., Sakurai,T., Vaiana,G.S.: 1981, Astr. Ap. 98,316

Pallavicini,R., Peres,G., Serio,G., Vaiana,G., Golub,L., Rosner,R.: 1981, Ap. J. 247,692

Rosner,R., Tucker,W.H., Vaiana,G.S.: 1978, Ap. J. 220,643

Sakurai,T.: 1982, Solar Phys. 76,301

Sakurai,T., Uchida,Y.: 1977, Solar Phys. 52,397

Scheuer,P.A.: 1960, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 120,231

Schmidt,H.W.: 1964, in AAS-NASA Symp. on the Physics of Solar Flares, NASA SP-50,p.107

Semel,M.: 1967, Ann. Astrophys. 30,513

Sitenko,A.G., Stepanov,K.N.: 1957, JETP 4,512

Stepanov,K.N.: 1958, JETP (U.S.S.R.) 35,283

Takakura,T.: 1967, Solar Phys. 1,304

Vaiana,G.S., Van Speybroeck,L., Zombeck,M.W., Krieger,A.S., Silk,J.K., Timothy,A.: 1977, Space Sci. Instr. 3,19

Vaiana,G.S., Krieger,A.S., Petrasso,R., Silk,J.K., Timothy,A.: 1974, Proc. SPIE 44,185

Webb,D.F., Zirin,H.: 1980, Bull. Amer. Astron. Soc. 11,410 (abstract)

Webb,D.F., Davis,J.M., Kundu,M.R., Velusamy,T.: 1983, Solar Phys. 85,267

Withbroe,G.L.: 1970, Solar Phys. 11,42

Zheleznyakov,V.V.: 1962, Soviet Astron. 6,3

Zheleznyakov,V.V.: 1964, Soviet Astron. 7,630

Zheleznyakov,V.V.: 1970, Radio Emission of the Sun and Planets, Oxford, Pergamon Press

Zlotnik,E.Ya.: 1968a, Soviet Astron. 12,245
1968b, Soviet Astron. 12,468

XIII. Abbildungen

Vorausschickend sollten zunächst einige Bemerkungen zu der Auflösung und der Orientierung der Abbildungen gemacht werden.

Alle Meßwerte sind Projektionen der Sonnenoberfläche auf eine x'- y'- Ebene mit der den Messungen eigenen Winkelauflösung. Die z'- Achse zeigt in Richtung des Sehstrahls. Die Auflösung der Skylab - Daten beträgt 2", die der Longitudinalkomponenten des photosphärischen Magnetfeldes 2.5" und die der mit dem Effelsberg-Spiegel gemessenen Strahlungstemperaturen ungefähr 45". Der jeweiligen Auflösung entspricht ein Teilstrich der eingezeichneten Rahmen.

Für die Berechnungen der magnetischen Feldstärke wurde ein orthogonales Koordinatensystem x-y-z so gewählt, daß die x-y-Ebene die Tangentialebene ist und die x- bzw. y-Achse in Richtung des Breiten- bzw. des Längenkreises und die z-Achse in Richtung des Normalenvektors der Sonnenoberfläche im Auflagepunkt zeigen. Geplottet sind immer die x-y-Ebene und ihre Parallelebenen. In den Abbildungen der Isolinien des Betrags der Feldstärke sind ausgezogene und gestrichelte Kurven gezeichnet; die ersteren bedeuten positive, die letzteren negative Komponenten des Magnetfeldes in z-Richtung.

Alle aus den Magnetfelddaten abgeleiteten Größen, wie die Höhe eines Resonanzniveaus über der Photosphäre, der Winkel zwischen Magnetfeld und Sehstrahl, die Skalenlänge des Magnetfeldes, die optischen Dicken und die berechneten Strahlungstemperaturen sind so geplottet, daß sie auf die senkrecht zum Sehstrahl gerichtete x'- y'- Ebene projiziert sind.

Abb. 1: Optische Dicke τ_{js} in Abhängigkeit vom Winkel α zwischen Magnetfeld und Beobachtungsrichtung für die Resonanzniveaus s = 3 (a) und s = 4 (b) in der quasilongitudinalen Näherung bei einer Temperatur $T = 2 \cdot 10^6$ K und einer Skalenlänge L_H des Magnetfelds von $1 \cdot 10^9$ cm. Als Parameter der Graphen von τ_{1s} (außerordentlicher Strahl) und τ_{2s} (ordentlicher Strahl) ist die Elektronenendichte N_e angegeben.

Abb. 2: (a) Temperaturverlauf in Abhängigkeit von der Höhe z über der Photosphäre der Atmosphärenmodelle von AKL und RTV für eine Koronatemperatur $T = 2.5 \cdot 10^6$ K. Die oberen Kurven stellen die verwendete Modifikation einer konstanten Koronatemperatur ab einer Höhe von $z = 1 \cdot 10^9$ cm dar.
(b) Entsprechende Elektronendichte N_e in Abhängigkeit von der Höhe z über der Photosphäre unter Verwendung derselben Parameter. Die unteren Graphen gelten für die modifizierten Modelle.
c) Abhängigkeit der Strahlungstemperatur T_b^{f-f} von der Höhe z oberhalb der Photosphäre. Die obere Kurve entspricht dem unveränderten, die untere dem modifizierten RTV-Modell.
d) Abhängigkeit der Strahlungstemperatur T_b^{f-f} von der Höhe z oberhalb der Photosphäre. Dabei gilt die obere Kurve für das AKL-Modell und die untere für dessen Modifikation.

Abb. 3: Energieverteilung der AS&E — Röntgenbilder vom 31.08.73 von Filter 1 (a) und Filter 3 (b) um 13.07 UT. Die Belichtungszeiten sind 64 und 16 sec. Ein Teilstrich der Skala entspricht 50 Bogensekunden.

Abb. 4: Vom Kitt - Peak - Observatorium gemessene Longitudinalkomponenten des photosphärischen Magnetfeldes vom 31.08.73 um 14.39 UT. Ein Teilstrich der Plotskala entspricht 25 Bogensekunden. Die eingezeichneten Level sind B = 20, 50, 100, 200, 300, 400 und 500 Gauß.

Abb. 5: (a) Mit dem Effelsberger 100m - Radioteleskop am

31.08.73 zwischen 16.01 und 17.21 UT gemessene Strahlungstemperaturen bei der Wellenlänge λ = 2.8cm. Die Einteilung der Skala beträgt ungefähr 45 Bogensekunden. Geplottet sind die Isolinien der Strahlungstemperaturen von T_b = 100, 110, 120, 130, 140, 150, 200, 250, 300, 350, 400 und 450 Prozent der ruhigen Sonne. Die Auflösung beträgt ungefähr 45".
(b) Berechnete thermische Bremsstrahlung nach Faltung mit dem Abbildungsdiagramm des Effelsberger Radioteleskops. Gezeichnet sind T_b^{f-f} = 110, 120, 130, 140, 200, 250, 300 und 350 Prozent. Ein Teilstrich der Skala entspricht 40".

Abb. 6: Abbildungsfunktion des Effelsberger Radioteleskops.

Abb. 7: Entfaltete Temperaturverteilung der untersuchten Aktivitätsgebiete mit einer Auflösung von 40". Die eingezeichneten Isolinien haben die Level T = 1.5, 2.0, 2.25, 2.5, 2.75, $3.0 \cdot 10^6$ K.

Abb. 8: Entfaltete Verteilung des diffentiellen Emissionsmaßes $EM = \int N^2 \, dl$ mit der Auflösung von 40". Gezeichnet sind die Level für EM = 0.25, 0.5, 0.75, 1., $1.25 \cdot 10^{29}$ cm .

Abb. 9: Vom Kitt - Peak - Observatorium gemessene Longitudinalkomponente des photosphärischen Magnetfelds von McMath 507. Die Auflösung des Plots beträgt 2.5". Negative Feldstärken sind gestrichelt gezeichnet. Es sind die Isolinien für B = 100, 200, 300, -100, -200, -300, -400 und -500 Gauß gezeichnet.

Abb. 10: Nach Nakagawa berechnete Magnetfeldstärke von McMath 507 für die Höhen z = 0" (a), z = 10" (b), z = 20" (c) und z = 30" (d). Ein Teilstrich des Rahmens entspricht in x - Richtung ungefähr 3.5" und in y - Richtung ungefähr 2.6".
Die eingezeichneten Isolinien sind
a) B = 250, 500, 750, 1000, 1500, -250, -500, -750, -1000,

-1500, -2000, -2500 Gauß.
b) B = 250, 500, 1000, -250, -500, -1000, -1300, -1400, -1500 Gauß.
c) B = 100, 250, 500, -100, -250, -500, -750, -800 Gauß.
d) B = 50, 100, 150, 200, -100, -200, -250, -300, -350 Gauß.

Abb. 11: Die Höhe z der Resonanzniveaus für s = 3 (a) und s = 4 (b) oberhalb der Photosphäre von McMath 507 . In (a) sind die Level z = 2, 4, 6, 8, 10 und 12" geplottet. In (b) entsprechen die eingezeichneten Höhen 3, 4, 6, 8, 10, 12, 14 und 16".

Abb. 12: Winkel α zwischen Beobachtungsrichtung und Magnetfeld für die Resonanzniveaus s = 3 (a) und s = 4 (b) von McMath 507. Die Isolinien sind für α = 40°, 50°, 60° , 65° gezeichnet.

Abb. 13: Die Skalenlänge L_H des Magnetfeldes von McMath 507 bei den Resonanzniveaus s = 3 (a) und s = 4 (b) ist für die Werte L_H = 0.5, 0.75, 1., 1.25 und 1.5·10 cm aufgetragen.

Abb. 14: Die optischen Dicken τ_{js} sind unter Verwendung des modifizierten RTV - Modells bei dem Resonanzniveau s = 3 für der außerordentlichen Strahl (j=1) und den ordentlichen Strahl (j=2) in (a) bzw. (c) dargestellt.
Die Ergebnisse des modifizierten AKL - Modells für j=1 und j=2 zeigen (b) und (d).
Die Isolinien sind in (a) für τ_{13} = 1, 2, 3, 4, 5, 6, in (b) für τ_{13} = 1, 2, 3, 3.2, 3.4, in (c) für τ_{23} = 0.2, 0.4, 0.6, 0.8, 1.0 und in (d) für τ_{23} = 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5 gezeichnet.

Abb. 15: Es sind für McMath 507 die nach dem modifizierten RTV - Modell berechneten Strahlungstemperaturen bei s = 3 geplottet, wie sie sich aus der Rechnung der hochaufgelösten Daten ergeben. Die Maxima der Strahlungstemperatur liegen nach dem RTV - Modell bei 4990% und nach dem AKL - Modell

bei 4662%. Da sich die Ergebnisse des AKL - Modells von denen des RTV - Modells nur wenig unterscheiden, wurde auf ihre Abbildung verzichtet. Die Isolinien sind T_b = 1000, 2000, 3000, 4000 und 4500 Prozent der ruhigen Sonne.

Abb. 16: Das Ergebnis von Abb. 15 ist jetzt mit der Abbildungsfunktion des Radioteleskops gefaltet und besitzt nur noch eine Auflösung von 45". Das Maximum nach dem RTV - Modell liegt jetzt bei 145%, nach dem AKL - Modell bei 137% der Strahlungstemperatur der ruhigen Sonne. Die eingezeichneten Level sind 10, 25, 50, 75, 100, 125 und 145 Prozent. Die Resultate nach der beiden Atmosphärenmodelle unterscheiden sich nur im Maximalwert.

Abb. 17: Für McMath 510 sind die gemessenen Longitudinalkomponenten des photosphärischen Magnetfeldes mit der Auflösung von 2.5" geplottet. Negative Werte sind gestrichelt. Die Isolinien sind B = -300, -200, -100, 100, 200, 300 ,400, 500 Gauß.

Abb. 18: Für die Höhe z = 10" ist der Betrag des nach Nakagawa mit α = 0 berechneten Magnetfeldvektors von McMath 510 geplottet. Es ist zu erkennen, daß dieses Verfahren für sehr komplexe Gebiete mit geradlinigen Rändern nicht unbedingt brauchbar ist. Ein Teilstrich des Rahmens entspricht in x-Richtung ungefähr 10.5" und in y-Richtung ungefähr 2.6".

Abb. 19: Für die Höhe z = 3" ist für McMath 510 der Betrag des Magnetfeldvektors geplottet, der sich nach der Methode von Sakurai und Uchida ergibt. Die eingezeichneten Level sind 100, 500 750, 1000, 1250 und 1500 Gauß.

Abb. 20: Für das Resonanzniveau s = 3 (Magnetfeldberechnung nach Sakurai und Uchida) ist der Winkel α zwischen Magnetfeld und Beobachtungsrichtung für McMath 510 geplottet. Die eingezeichneten Level sind α = 40, 50, 60, 70, 80, 85 und

88 Grad. Die innerste Isolinie entspricht 80°. Durch die schiefe Sicht bedingt wächst α nach außen hin zunächst auf 90° an und fällt dann wieder ab.

Abb. 21: Skalenlänge L_H des Magnetfeldes (nach Sakurai und Uchida) von McMath 507 bei s = 3. Die Level sind L_H = 1, 2, 3, 4, $5 \cdot 10^9$ cm.

Abb. 22: Höhe z des Resonanzniveaus s = 3 von McMath 510 oberhalb der Photosphäre von McMath 510. Die Isolinien sind für z_{res} = 3, 3.5, 4, 4.5, 5, 5.5, 6 und 6.5 Bogensekunden gezeichnet.

Abb. 23: McMath 510: Ungefaltete Strahlungstemperatur der Gyroresonanzstrahlung nach dem AKL - Atmosphärenmodell und der Magnetfeldberechnung nach Sakurai. Gezeichnet sind T_b = 100, 200, 300, 400, 500, 1000 1500, 2000, 3000 Prozent.

Abb. 24: (a) Betrag des photosphärischen Magnetfeldes von McMath 510 nach Semel berechnet. Gezeichnet sind -100, -250, -500, -750, -1000, 100, 250, 500, 750, 1000, 1250, 1500, 2000 Gauß.
In (b) beträgt die Höhe z = 3", die Magnetfelstärken sind -100, -250, -500, -750, -800, 250, 500, 1000, 1500 , 1600, 1700 Gauß.
In (c) ist das Magnetfeld für z = 5" gezeigt, die Feldstärken sind -100, -250, -500, -600 , 250, 500, 750, 1000, 1250 und 1300 Gauß.
In (d) sind die Isolinien der Feldstärke für z = 10" geplottet. Die Level sind -25, -50, -100, -200, 25, 50, 100, 200, 300, 500, 700 Gauß.
Ein Teilstrich der x - Achse entspricht ungefähr 10.5", ein Teilstrich der y -Achse ungefähr 2.6".

Abb. 25: Höhe z des Resonanzniveaus s = 3 von McMath 510 über der Photosphäre. Gezeichnet sind die Isolinien für z = 3.5, 4, 4.5, 5 und 5.1".

Abb. 26: McMath 510: Winkel α zwischen Magnetfeld und Beobachtungsrichtung für das Resonanzniveau s = 3. Gezeichnet sind 77, 80, 85 und 90 Grad.

Abb. 27: Strahlungstemperatur T_b^{Gyro} der Gyroresonanzstrahlung von McMath 510. In der Rechnung wurde das AKL - Modell verwendet. Gezeichnet sind T_b = 500, 1000, 1500, 2000, 2500 und 2900 Prozent der Strahlungstemperatur der ruhigen Sonne. Die gezeichnete Auflösung beträgt 2.5" auf der projizierten Sonnenscheibe.

Abb. 28: Gefaltete Strahlungstemperatur von McMath 510. Das Maximum liegt jetzt bei T_b = 93%. Geplottet sind 10, 20, 40, 60, 80 und 90% der Strahlungstemperatur der ruhigen Sonne.

Abb. 29: Vom Kitt - Peak - Observatorium gemessene Longitudinalkomponente des photosphärischen Magnetfelds von McMath 501. Der Maximalwert beträgt 1124 Gauß, gzeichnet sind die Isolinien für -100, -200, -300, -400, 100, 250, 500, 750, 1000 und 1100 Gauß.

Abb. 30: Höhe z des Resonanzniveaus s = 3 oberhalb der Photosphäre von McMath 501. Gezeichnet sind die Isolinien für z = 3, 3.5, 4, 4.5".

Abb. 31: McMath 501: (a) Winkel α zwischen dem Magnetfeldvektor und der Beobachtungsrichtung im Resonanzniveau s = 3. Dargestellt sind die Winkel 20°, 22°, 24°, 26° und 28°.
(b) Skalenlänge L_H des Magnetfelds im Resonanzniveau s = 3. L_H = 1, 2, 3, 4, 5, 6, $6.25 \cdot 10^9$ cm .

Abb. 32: Strahlungstemperatur T_b der Gyroresonanzstrahlung von McMath 501. T_b = 250, 500, 750, 1000 und 1400 Prozent der ruhigen Sonne.

Abb. 33: Gemessene Longitudinalkomponente des photosphärischen Magnetfeldes von McMath 511. Gezeichnete Isolinien: 50, 100, 250, 500, 750 Gauß. Die Extrema sind 739 und -784 Gauß. Negative Werte sind gestrichelt gezeichnet.

Abb. 34: (a) Nach Semel berechnetes Magnetfeld von McMath 511 in der Höhe z = 5". Die Extremwerte sind 368 und - 333 Gauß. Gezeichnet sind -50, -100, -200,-300, 50, 100, 200, 300 und 350 Gauß.
(b) Nach Nakagawa berechnetes Magnetfeld von McMath 511 für z = 5. Geplottet sind die selben Feldstärken wie in (a). Die Extremwerte liegen bei 398 und - 319 Gauß.
(c) Das entsprechende Magnetfeld nach Sakurai und Uchida bei z = 5". Die maximale Magnetfeldstärke beträgt 434 Gauß.

Abb. 35: Vom Kitt-Peak-Observatorium am 12.06.80 gemessene Longitudinalkomponente des photosphärischen Magnetfeldes von AR 2505. Die Auflösung des Plots beträgt 2", gezeichnet sind die Isolinien für B = 500, 1000, 1500, 1750, 1800 Gauß.

Abb. 36: AR 2505: (a) Höhe z des Resonanzniveaus s=3 für λ =6cm. Das atmosphärische Magnetfeld wurde nach Sakurai und Uchida berechnet. Die Auflösung ist 2". Gezeichnet sind die Isolinien für z = 2, 4, 6, 8, 10, 10.5".
(b) Winkel α zwischen Beobachtungsrichtung und Magnetfeld. Die geplotteten Isolinien entsprechen α = 40, 50, 60 , 70, 74°.
(c) Skalenlänge L_H des Magnetfeldes bei s=3. L_H = 2.5, 5, 7.5, 10, 12.5, 15 $\cdot 10^9$cm.

Abb. 37: AR 2505: (a) Optische Dicke τ_{13} des außerordentlichen Strahls bei s=3. τ_{13} = 2.5, 5, 7.5, 10, 12.5, 15.
(b) Optische Dicke τ_{23} des ordentlichen Strahls bei s=3. τ_{23} = 1, 2, 3, 4, 4.4.

Abb. 38: AR 2505: (a) Berechnete Strahlungstemperatur T_b^{Gyro} bei λ =6cm. T_b^{Gyro} = 2.4, 4.8, 7.2, 9.6, 10.8, 11.4 • 10^5 K.
(b) Polarisation des Gyroresonanzstrahlung. Gezeichnete Level: ρ = 20, 40, 60, 70, 80%.

Abb. 39: AR 2505: (a) Nach Semel für z=50" berechnetes Magnetfeld. B = -2.5, -5, -7.5, -10, -12.5, -15, 2.5, 5, 7.5, 10, 12 Gauß.
(b) Nach Nakagawa für z=50" mit α =-0.002 berechnetes Magnetfeld. B = -10, -20, -30, -40, 10, 20, 25 Gauß.
(c) Nach Nakagawa für z=50" mit α =0.02 berechnetes Magnetfeld. B = -10, -20,- 30,- 40, -45, 10, 20, 30, 35 Gauß.
(d) Nach Nakagawa für z=50" mit α =-0.1 berechnetes Magnetfeld. B = -100, -200, -400, -600, -800, 100, 200, 400, 600, 700 Gauß.

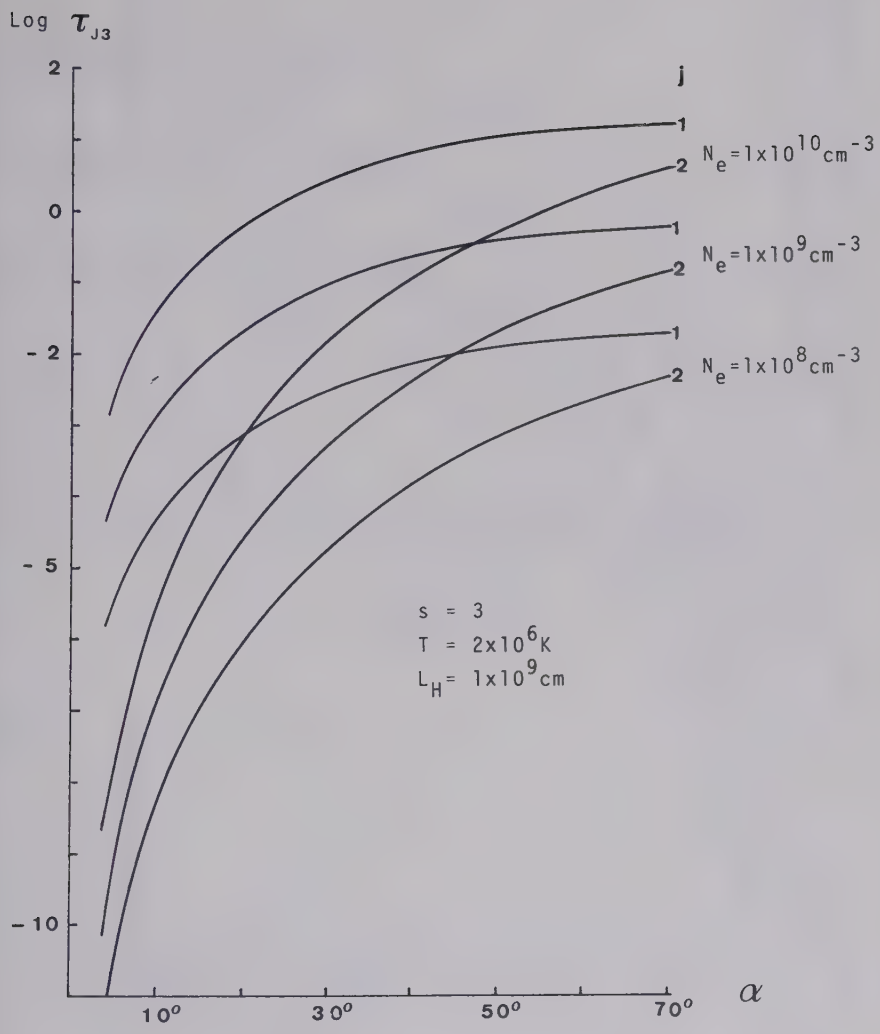

Log τ_{J3}
2
0
- 2
- 5
- 10
j
1
2
$N_e = 1x10^{10} cm^{-3}$
1
2
$N_e = 1x10^{9} cm^{-3}$
1
2
$N_e = 1x10^{8} cm^{-3}$
s = 3
T = $2x10^6$K
$L_H = 1x10^9$cm
10°
30°
50°
70°
α

Abb. 1a

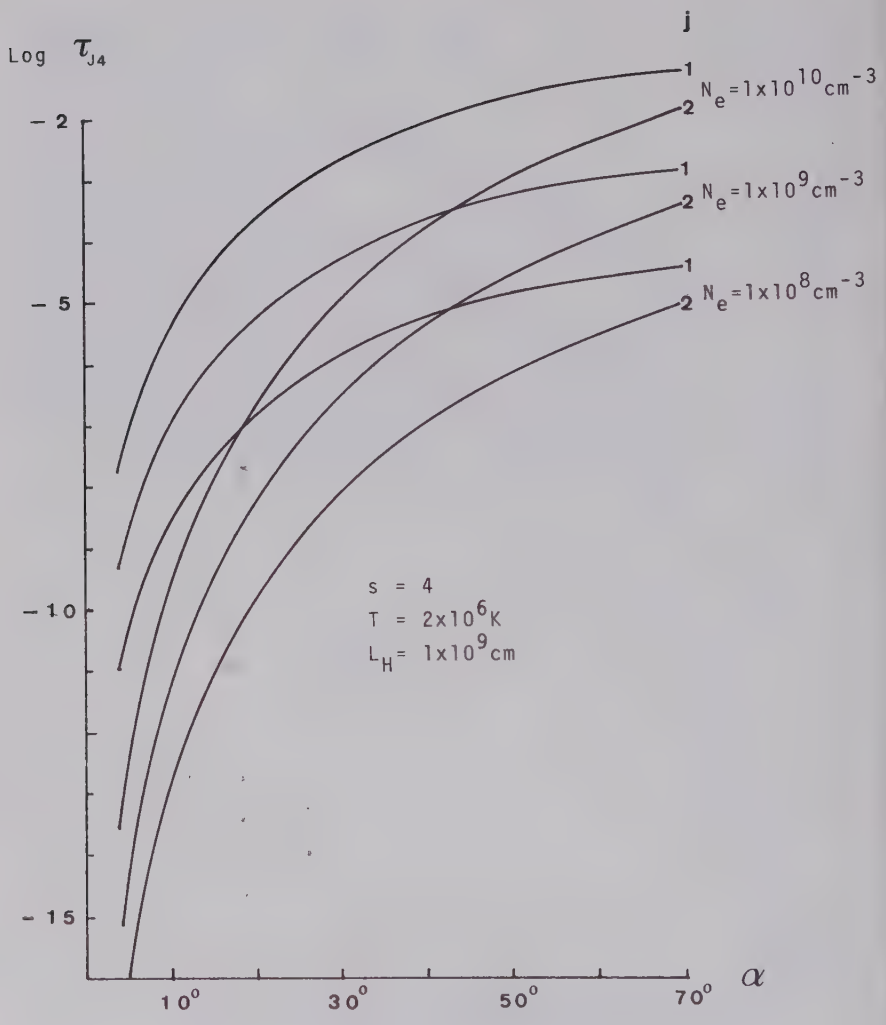
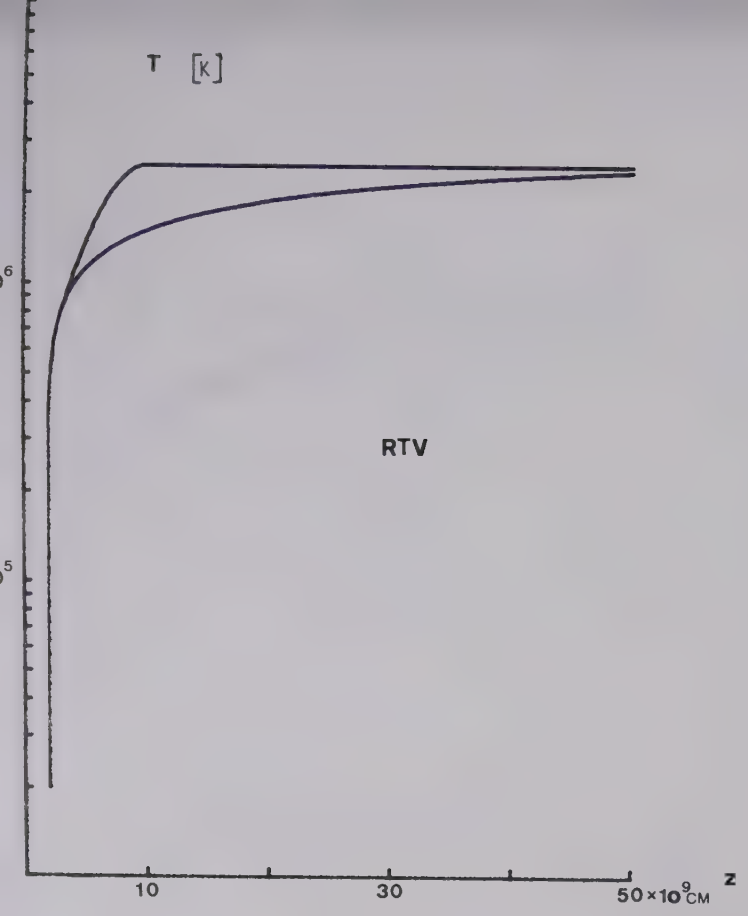

j
Log τ_{J4}
1
2
$N_e = 1x10^{10} cm^{-3}$
$N_e = 1x10^{9} cm^{-3}$
$N_e = 1x10^{8} cm^{-3}$
- 2
- 5
- 10
- 15
s = 4
T = $2x10^{6}$K
$L_H = 1x10^{9}$cm
10^{o}
30^{o}
50^{o}
70^{o}
α

Abb. 1b



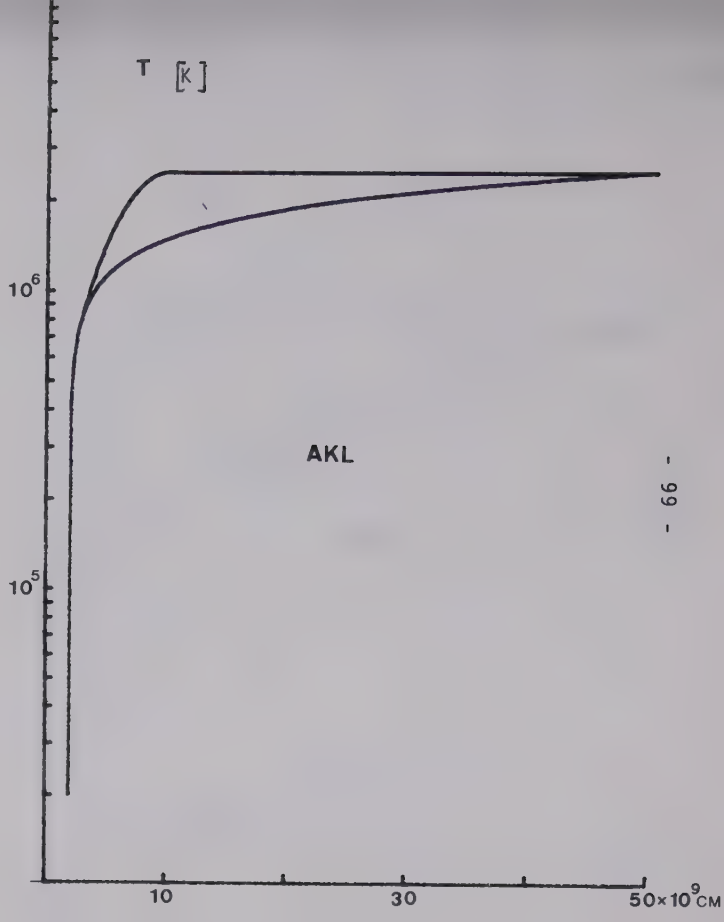
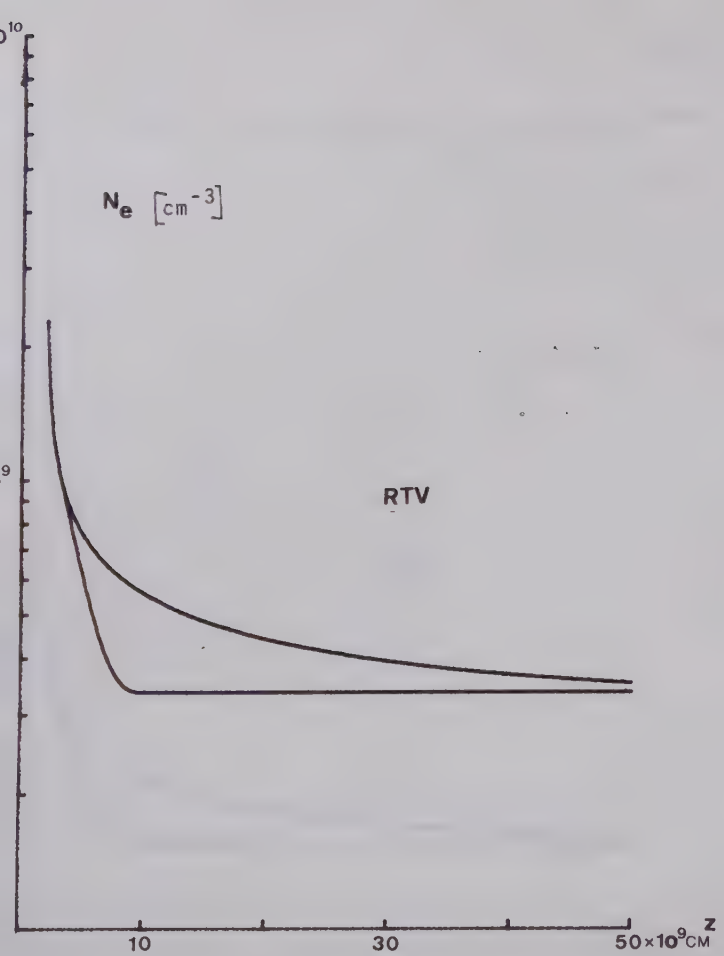
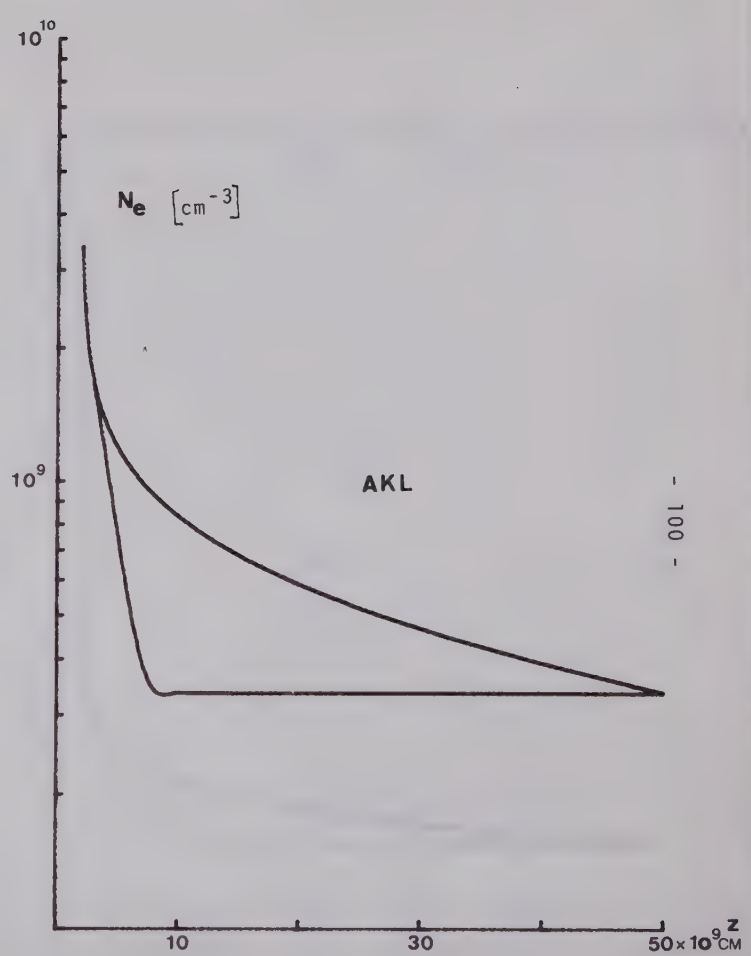


Abb. 2a


N_e [cm^{-3}]
RTV
10
30
50×10^{9}CM
z


10^{10}
N_e [cm^{-3}]
10^9
AKL
10
30
50×10^{9}CM
z

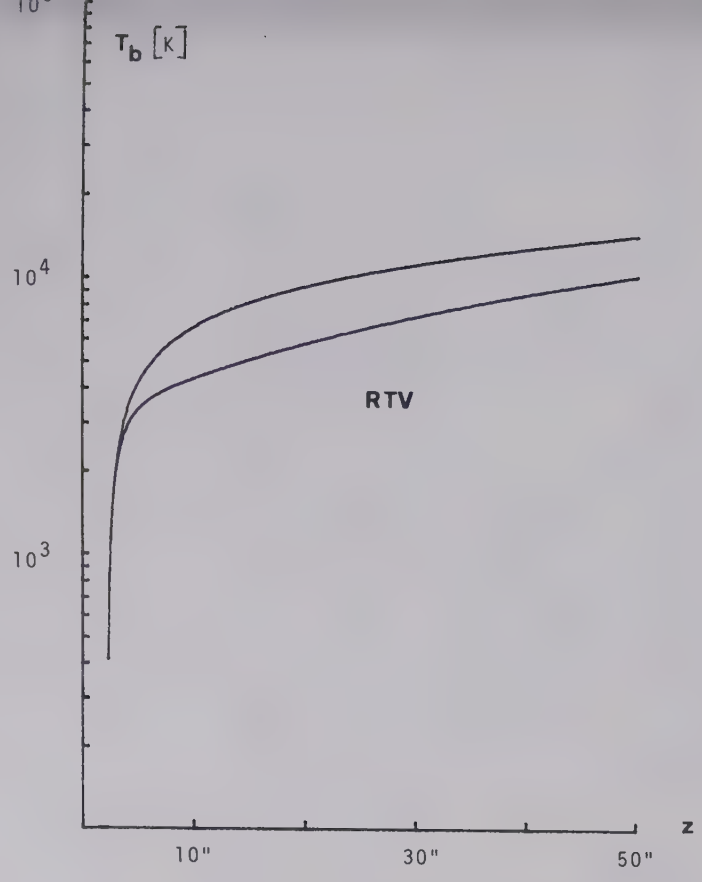


Abb. 2c

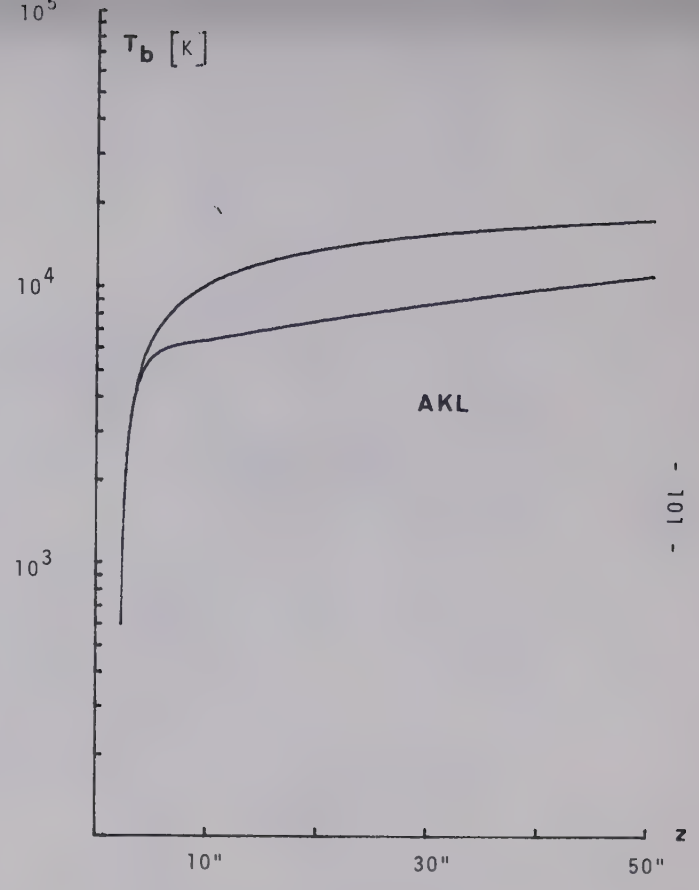


Abb. 2d

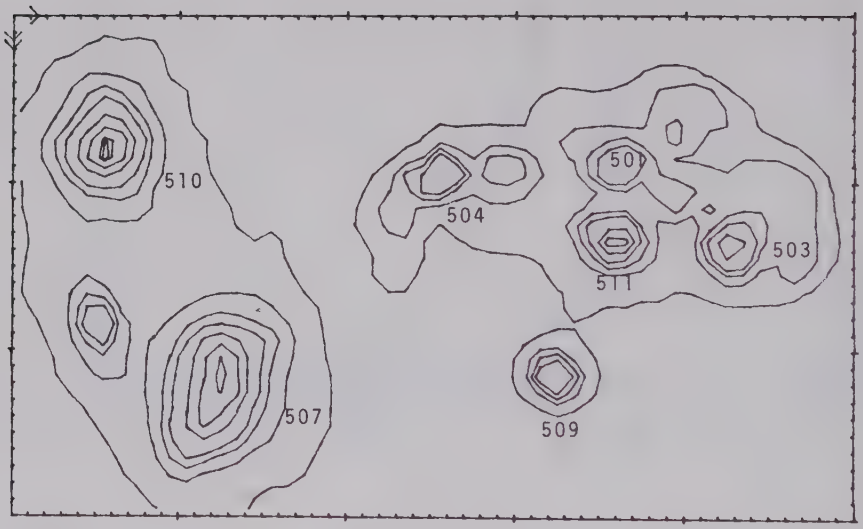


Abb. 3a

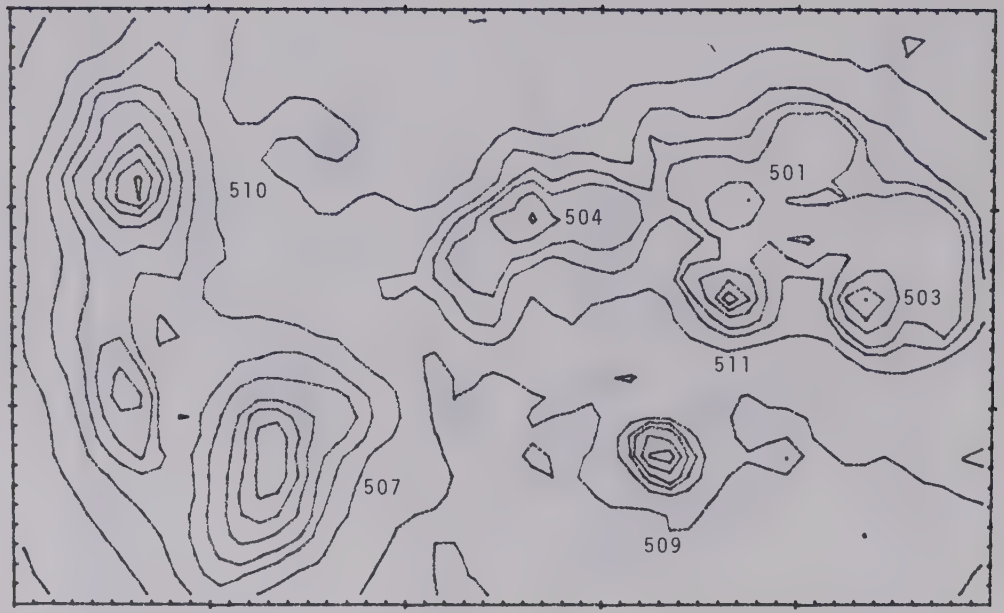


Abb. 3b

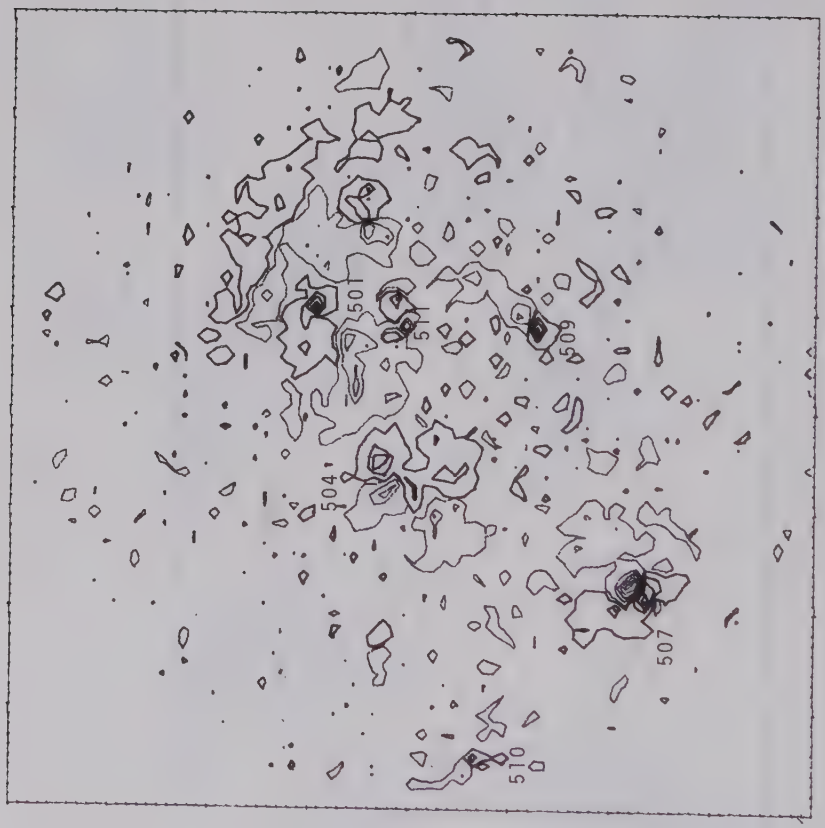


Abb. 4

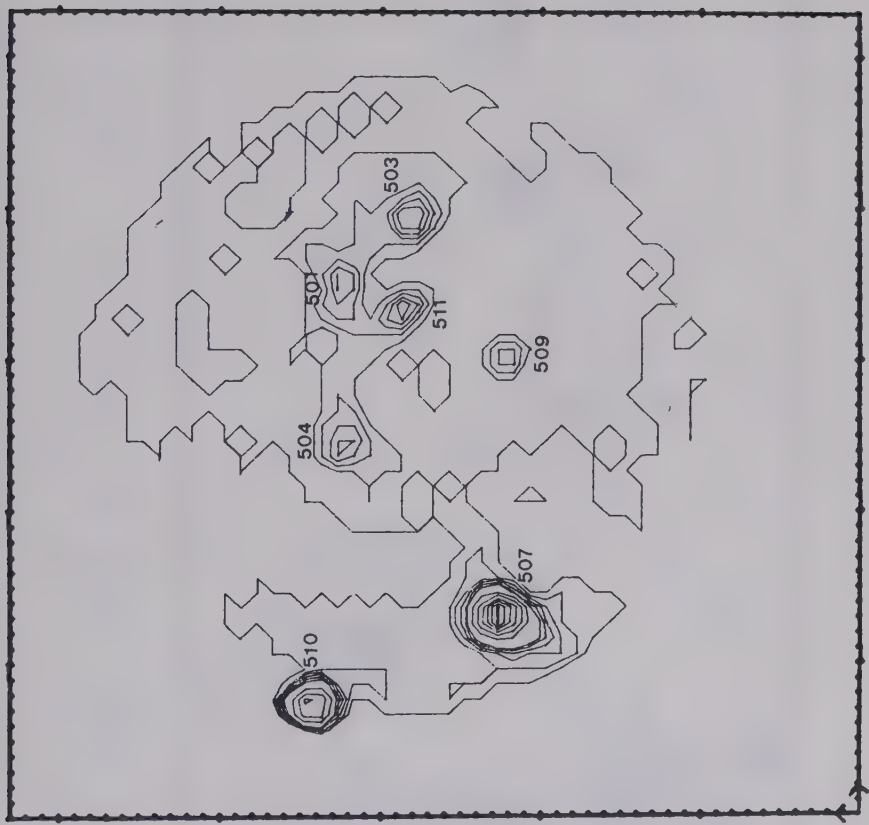


Abb. 5a

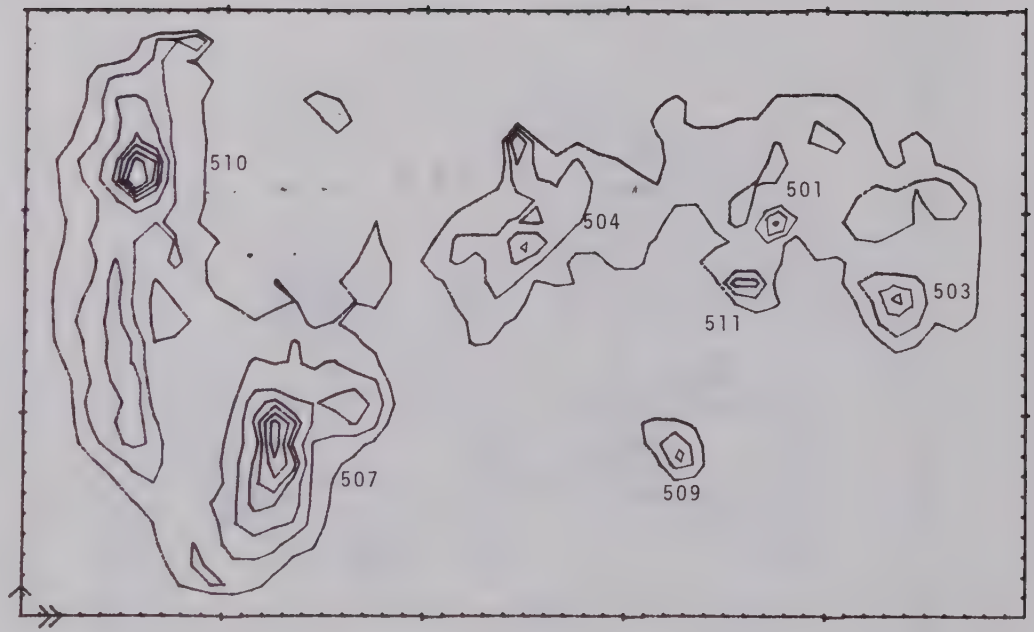


Abb. 5b

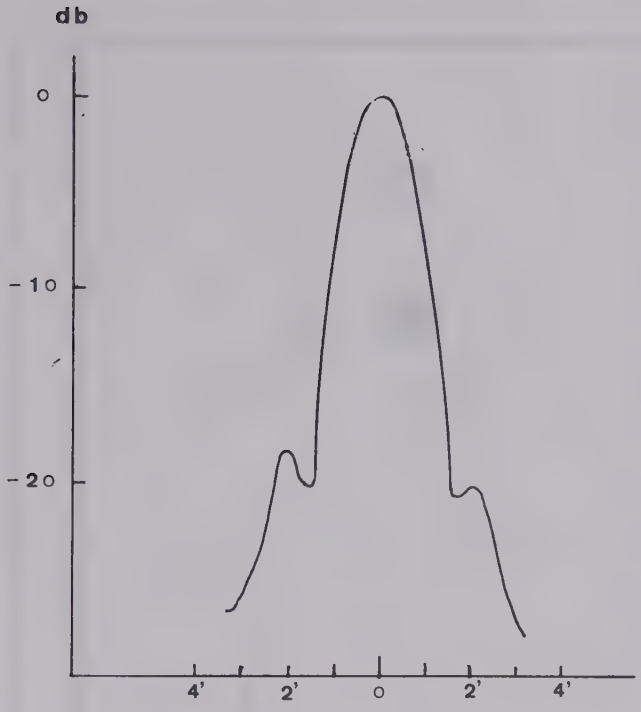


Abb. 6

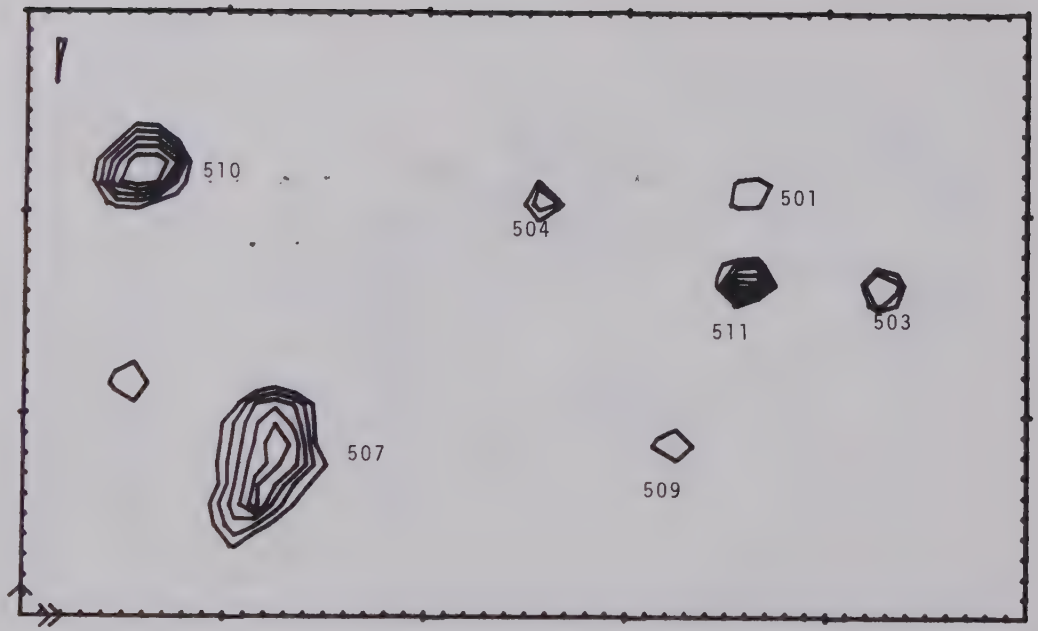
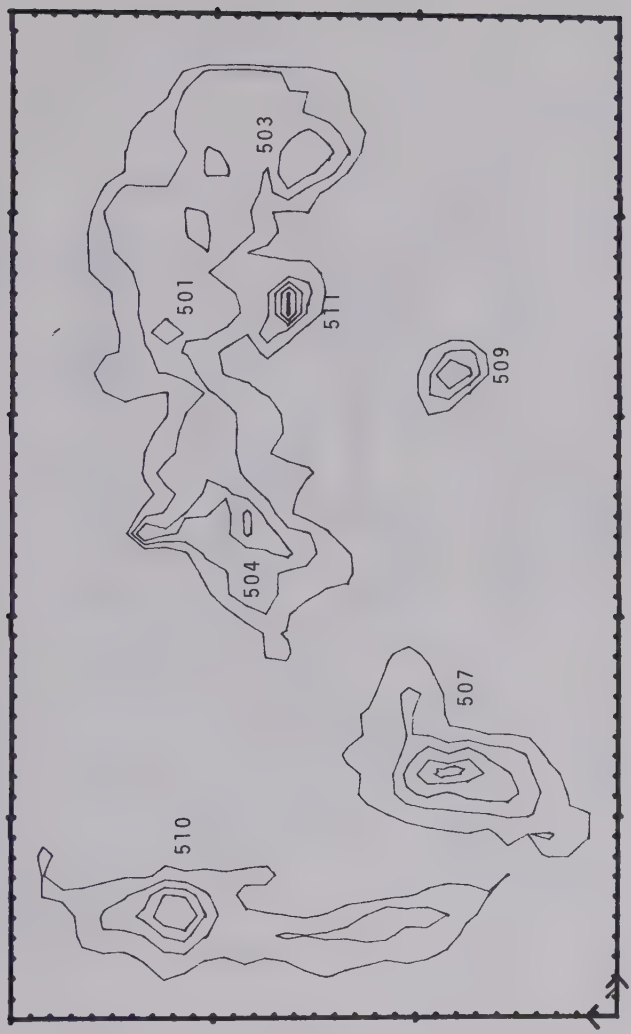


Abb. 7


503
501
511
509
504
507
510

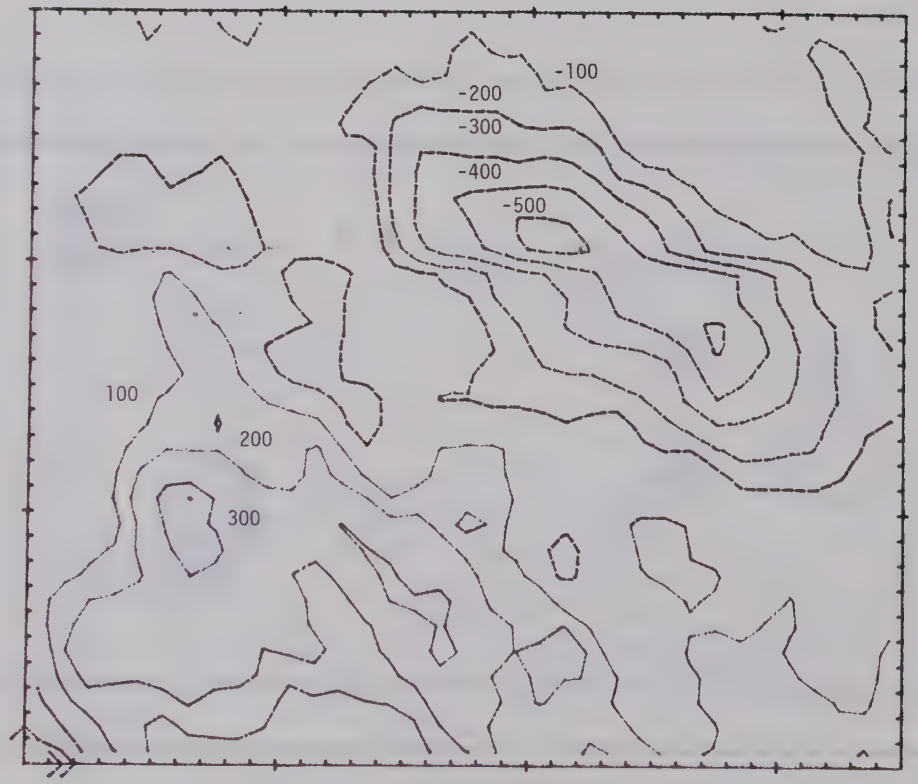


Abb. 9

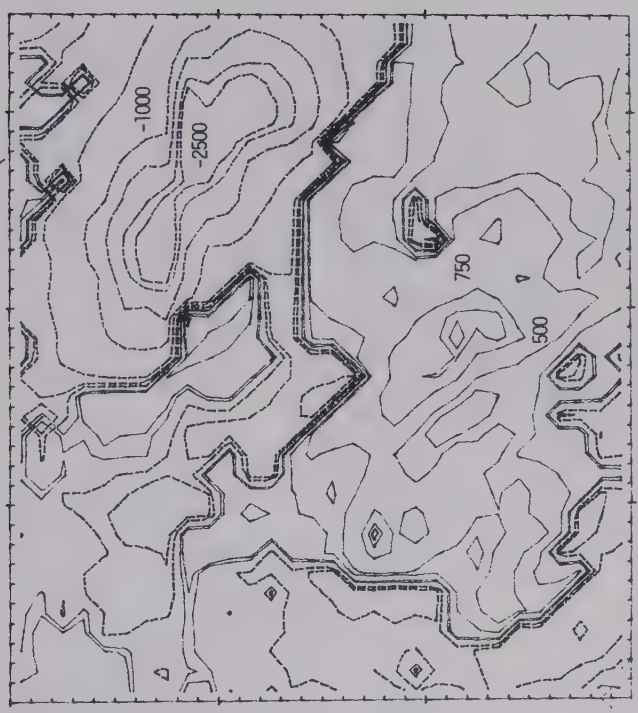


Abb. 10a

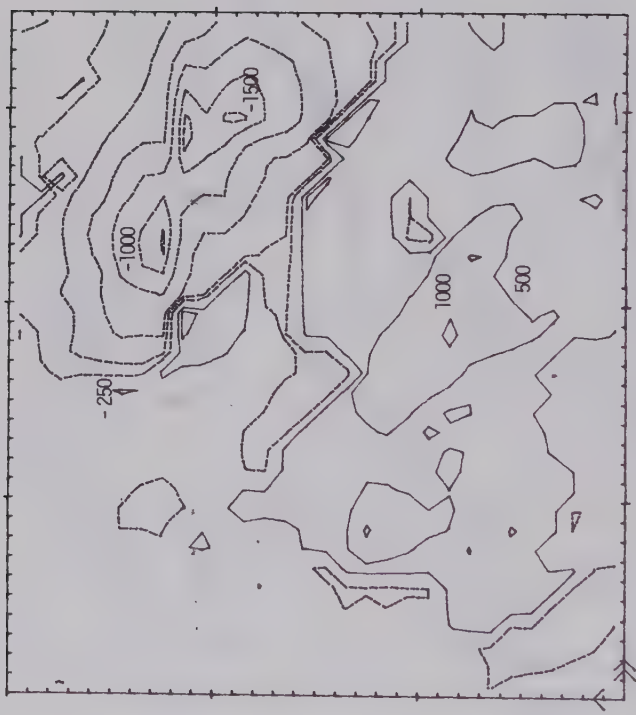


Abb. 10b

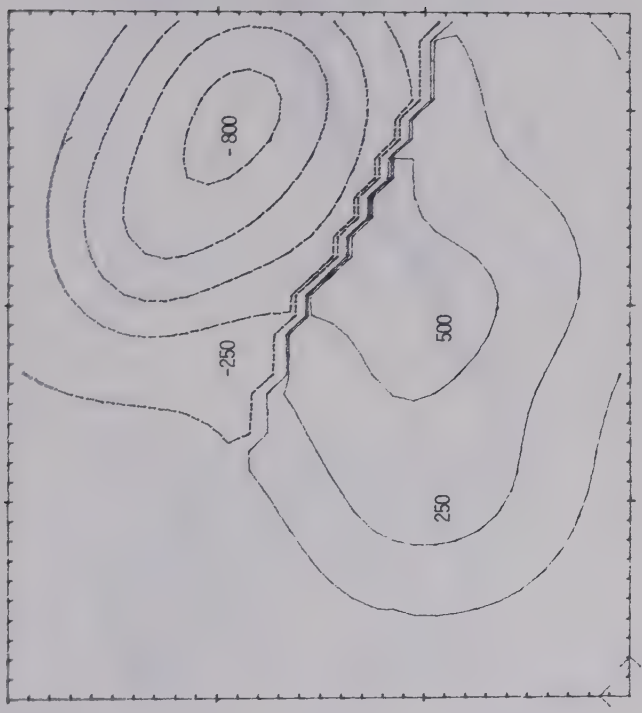


Abb. 10c

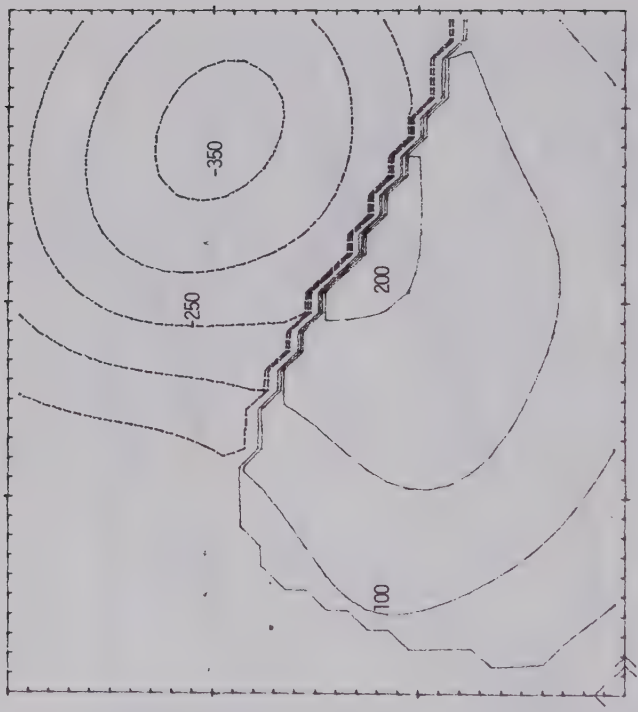


Abb. 10d

Abb. 11a

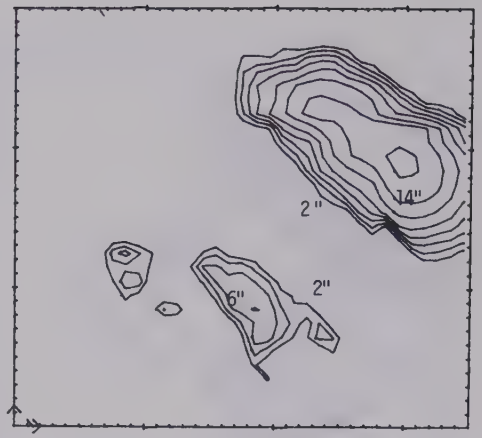


Abb. 11b

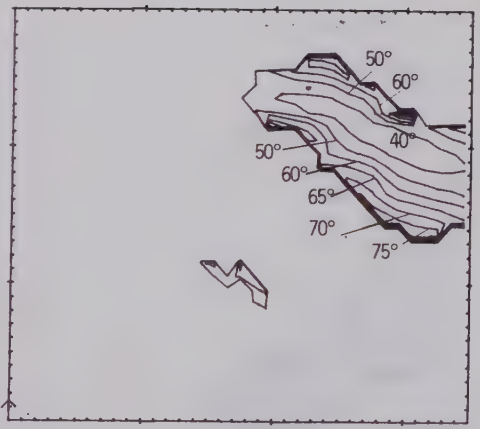


Abb. 12a

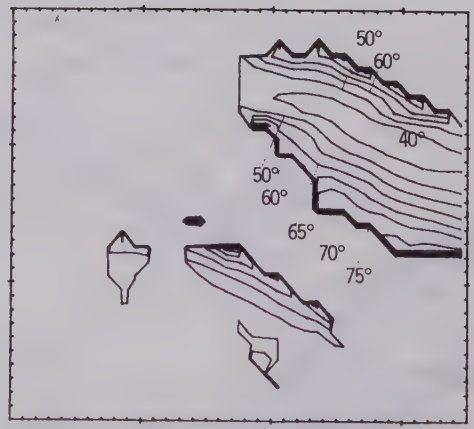


Abb. 12b

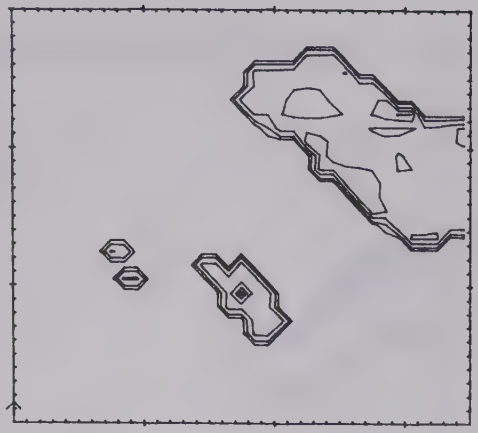


Abb. 13a

Abb. 13b

Abb. 14a

Abb. 14b

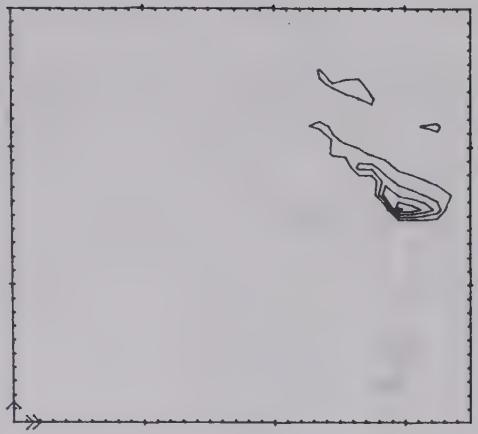


Abb. 14c

Abb. 14d

Abb. 15

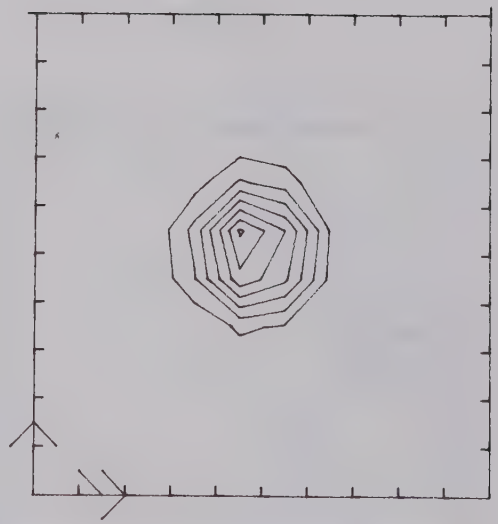


Abb. 16

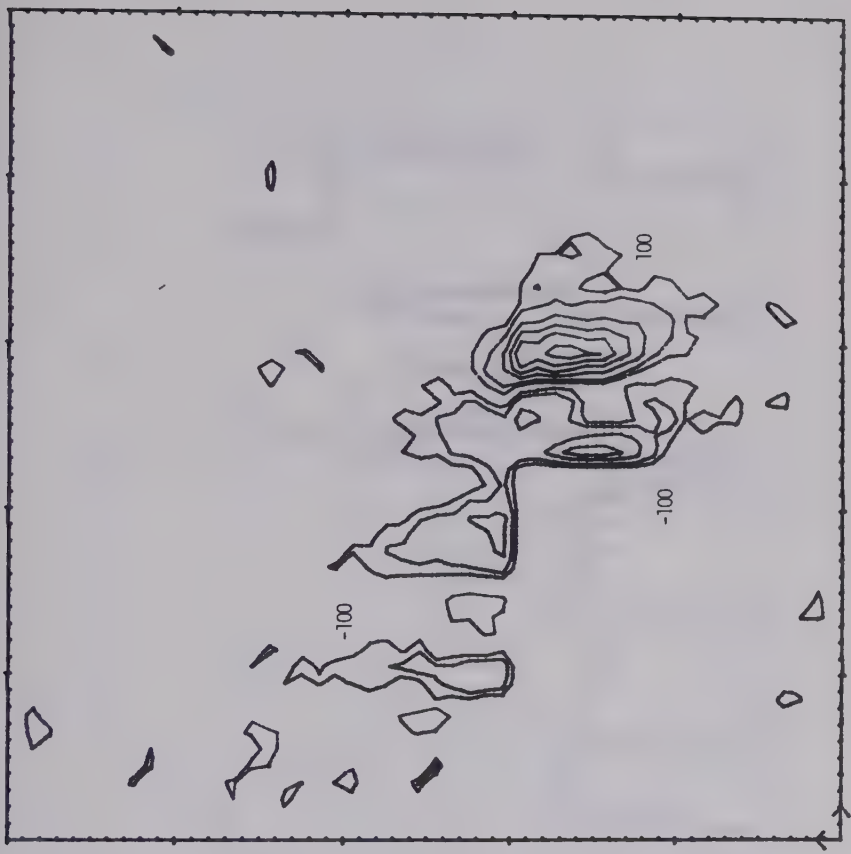


Abb. 17

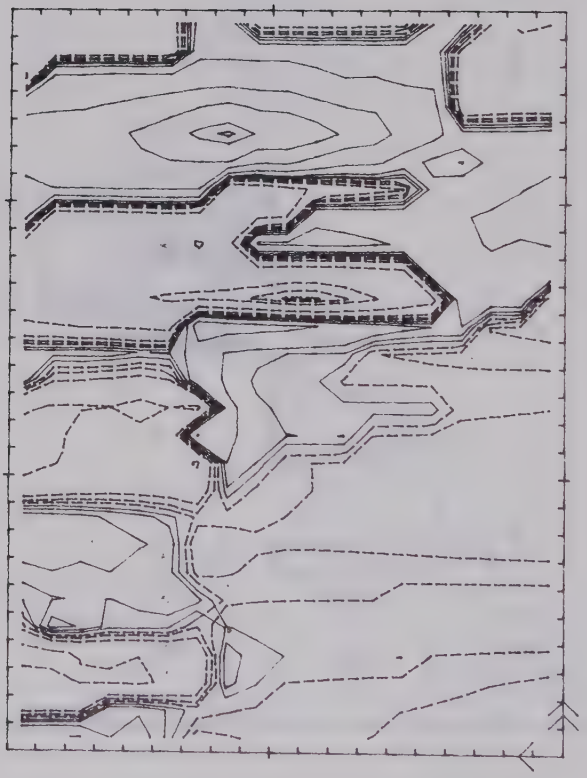


Abb. 18

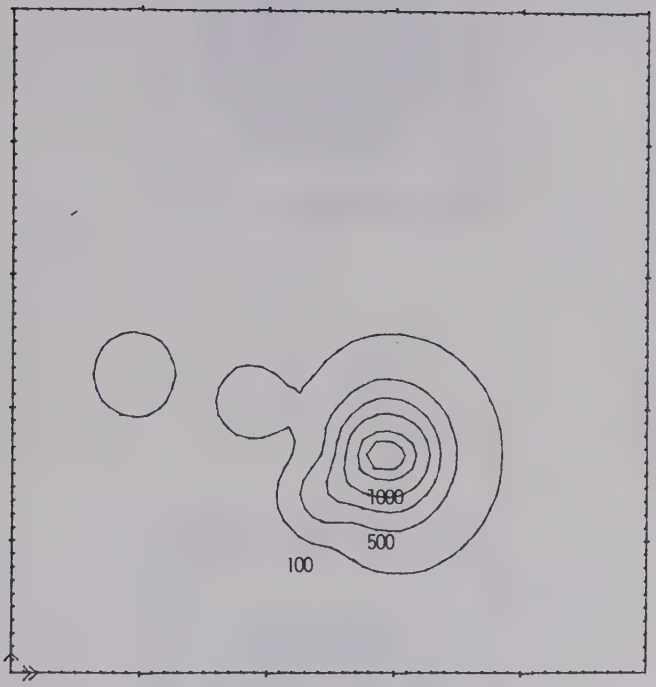


Abb. 19

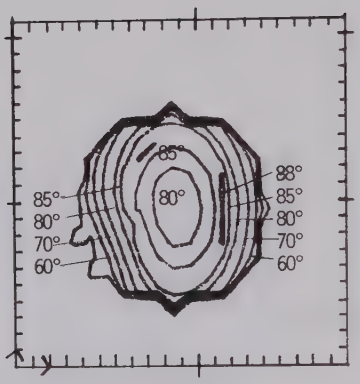


Abb. 20

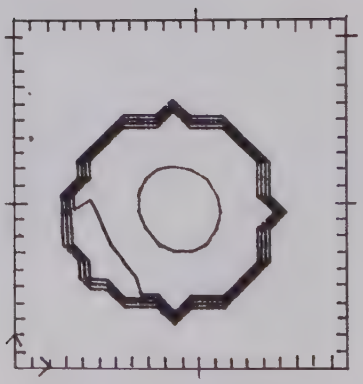


Abb. 21

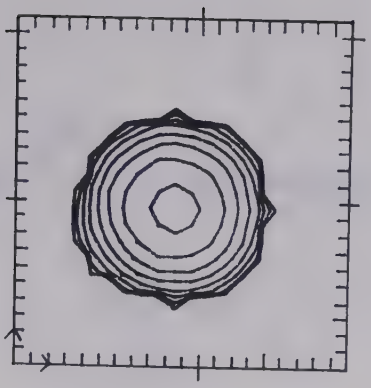


Abb. 22

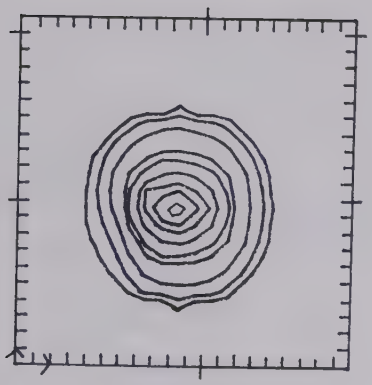


Abb. 23

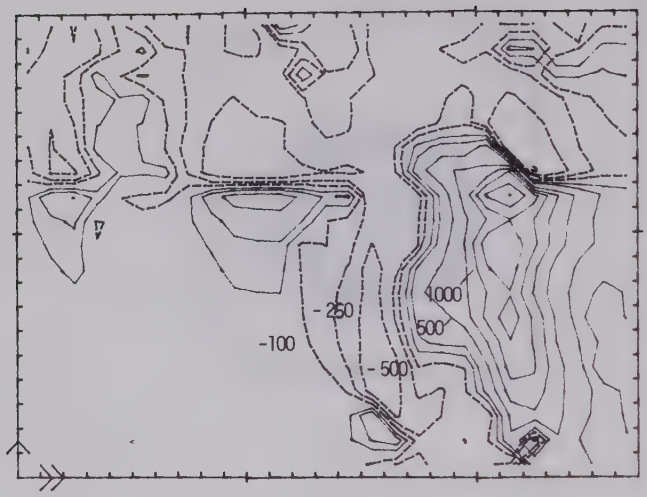


Abb. 24a

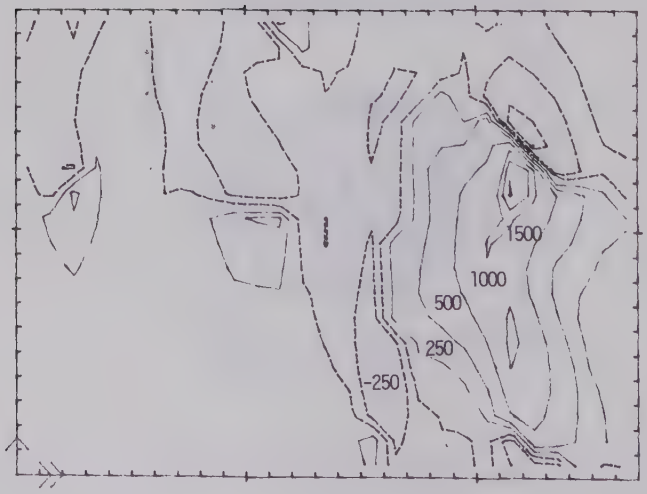


Abb. 24b

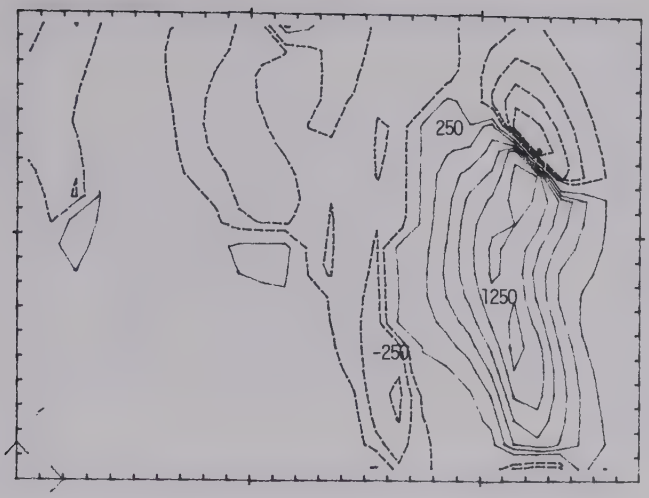


Abb. 24c

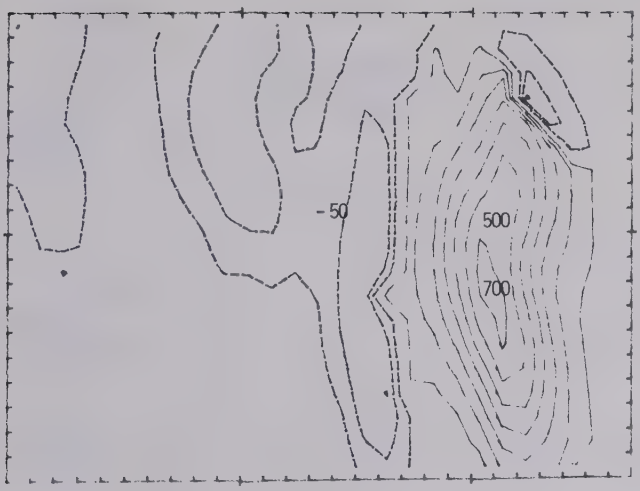


Abb. 24d

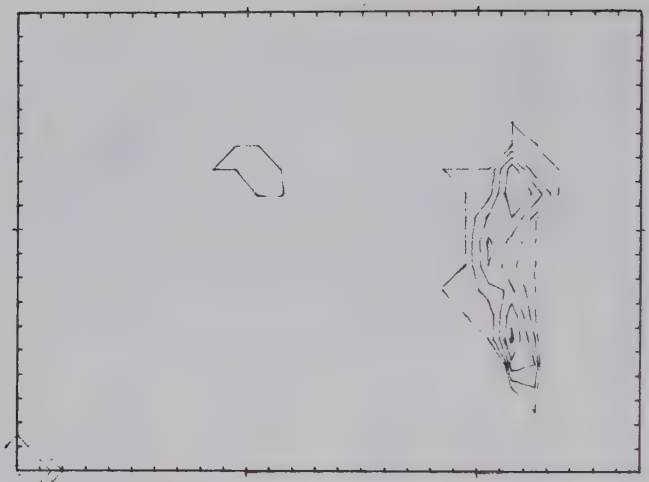


Abb. 25

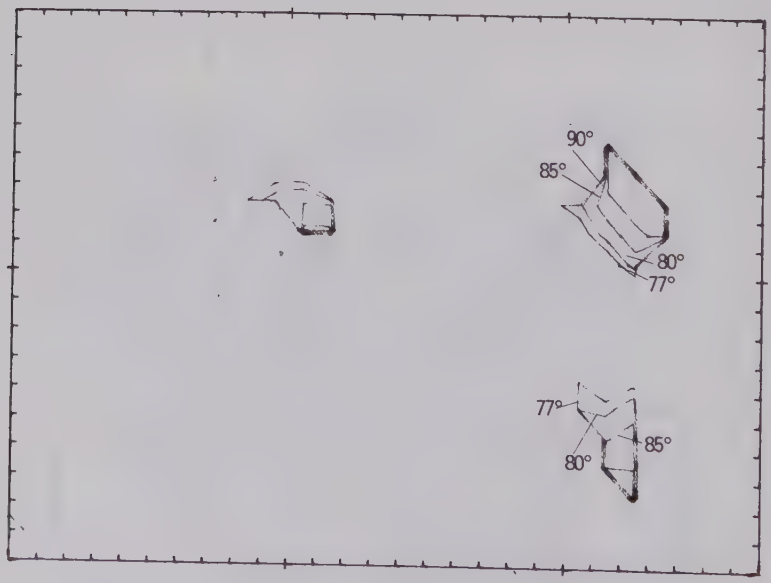


Abb. 26

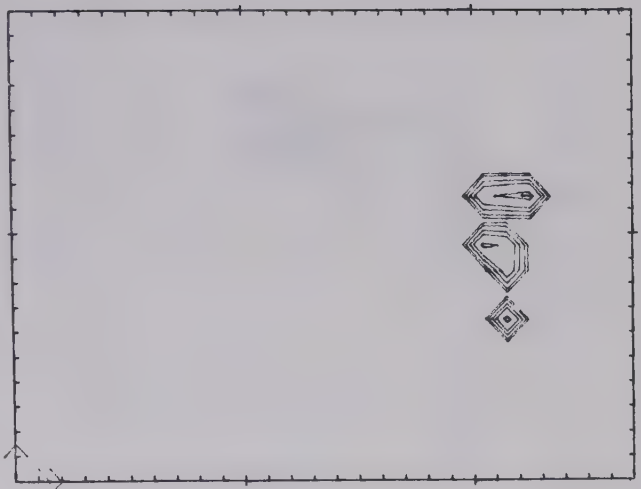


Abb. 27

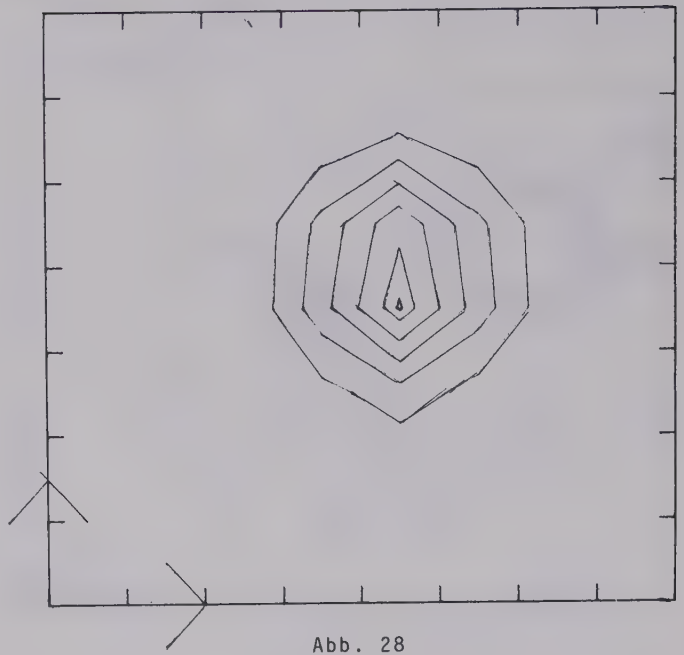


Abb. 28

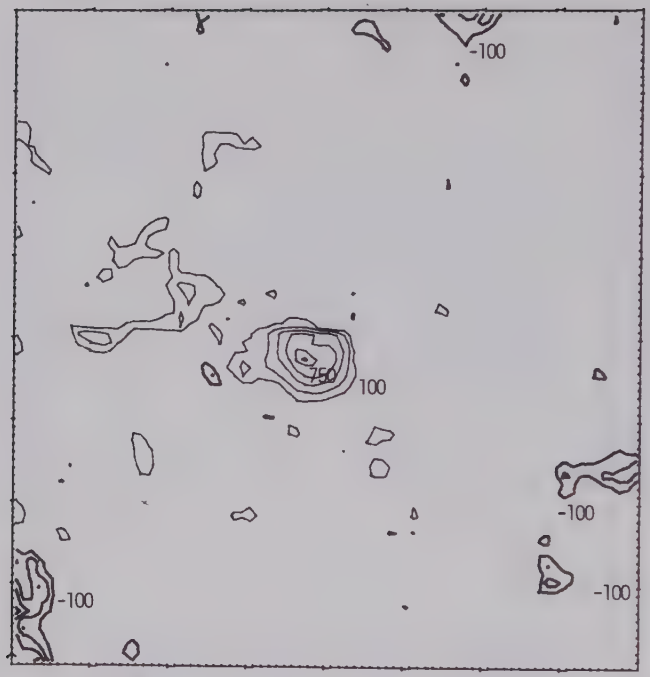


Abb. 29

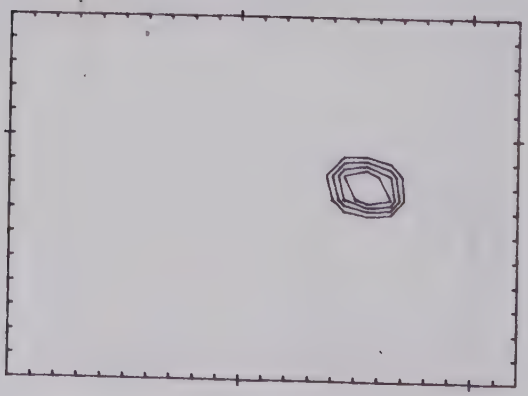


Abb. 30

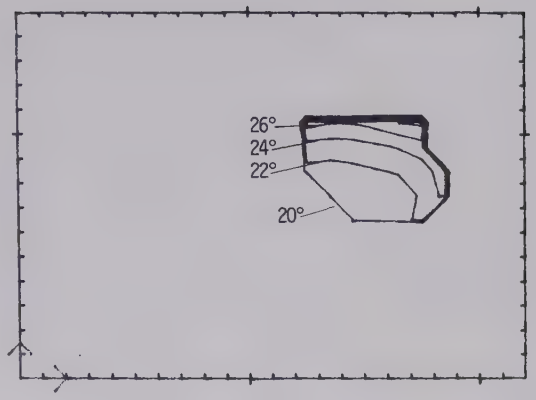


Abb. 31a

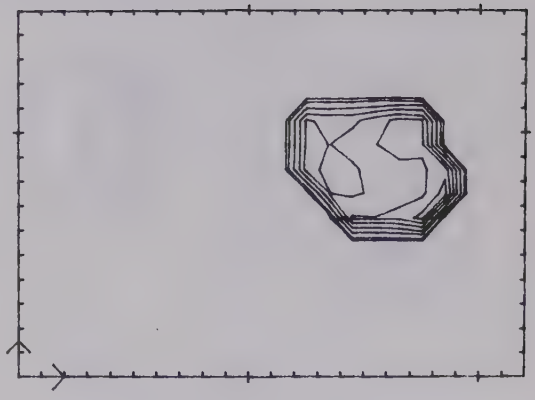


Abb. 31b

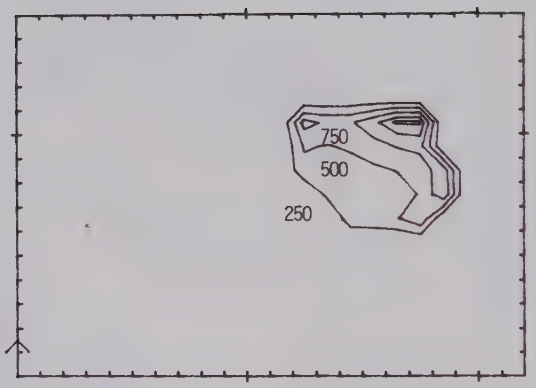


Abb. 32

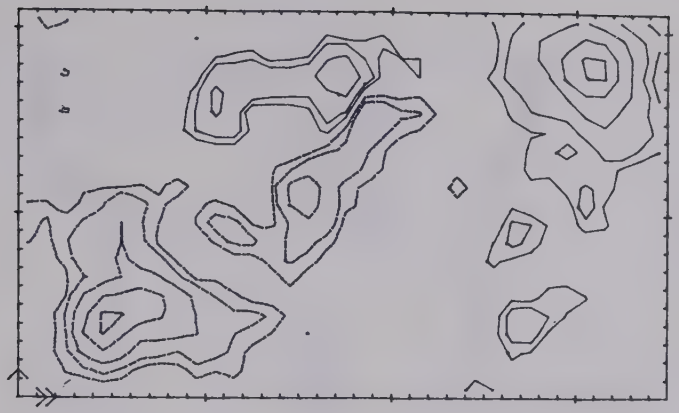


Abb. 33

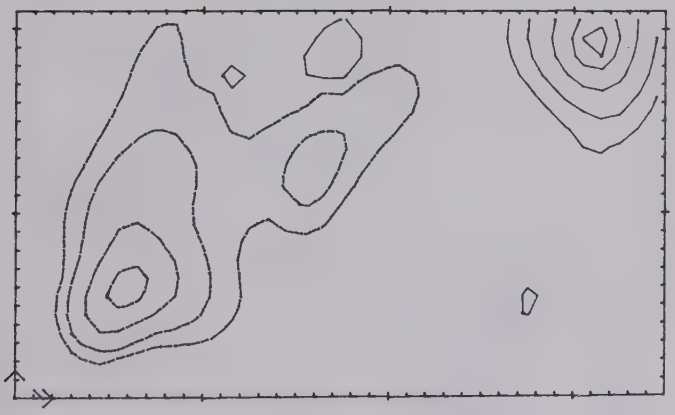


Abb. 34a

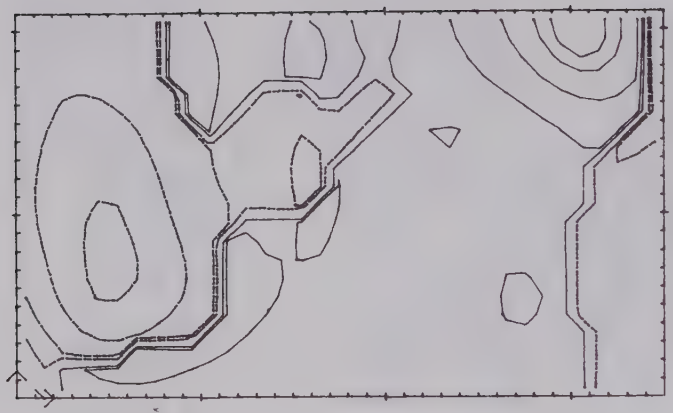


Abb. 34b

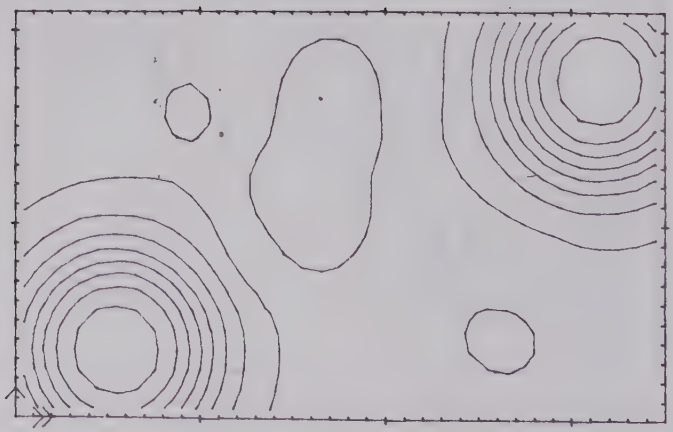


Abb. 34c

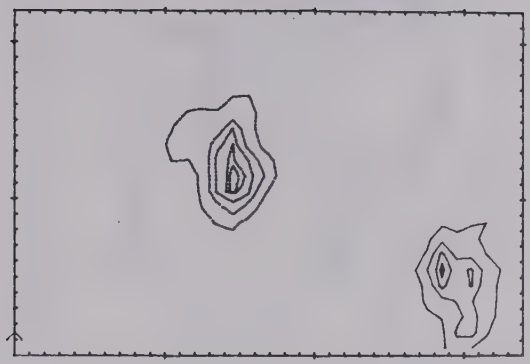


Abb. 35

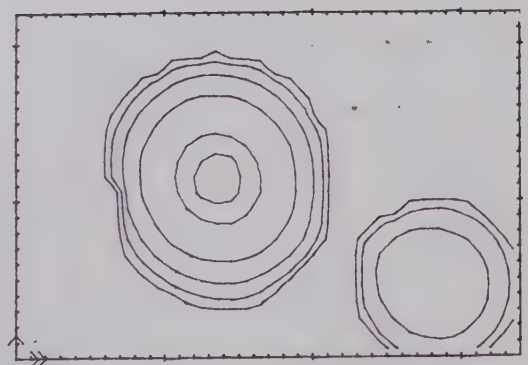


Abb. 36a

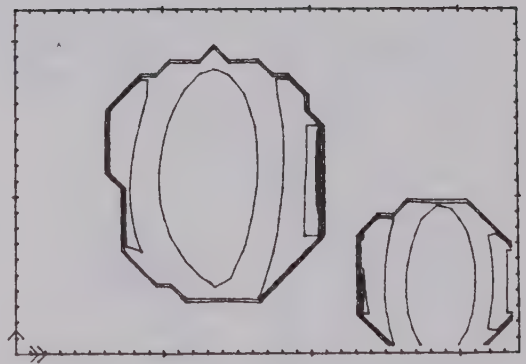


Abb. 36b

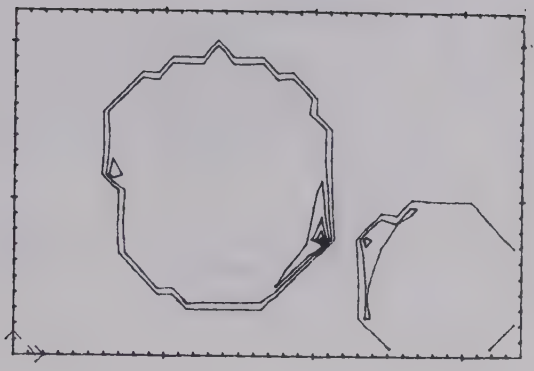


Abb. 36c

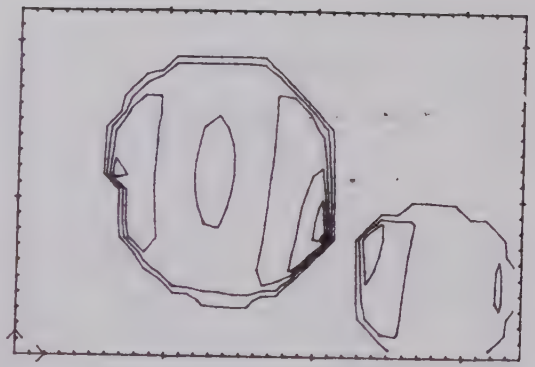


Abb. 37a

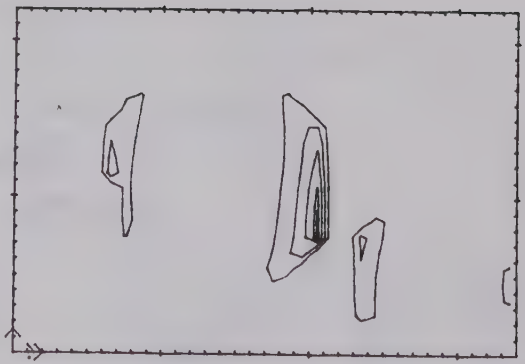


Abb. 37b

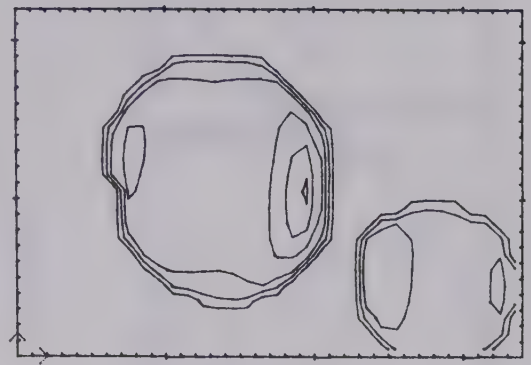


Abb. 38a

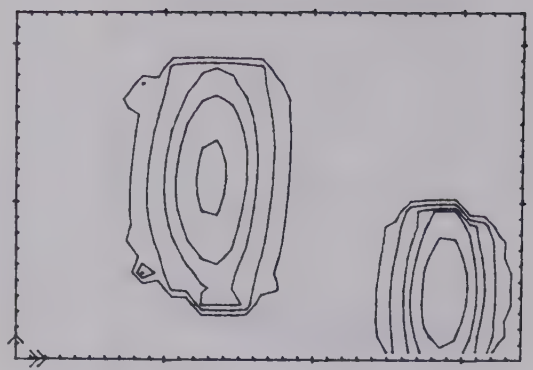


Abb. 38b

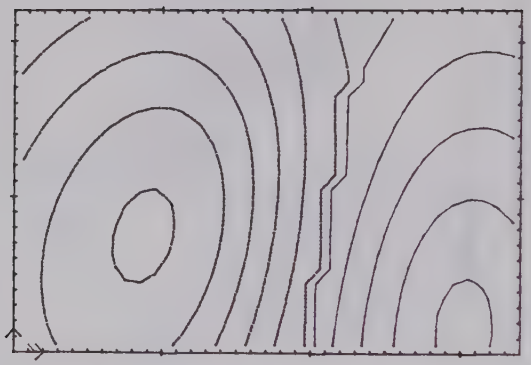


Abb. 39a

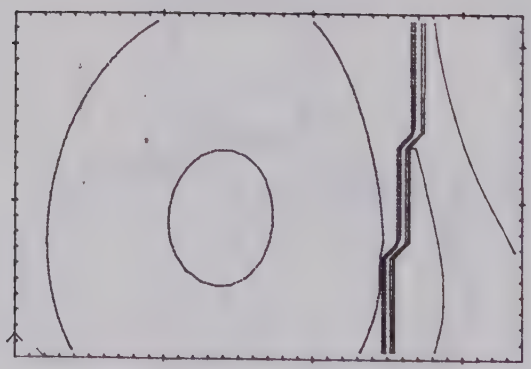


Abb. 39b

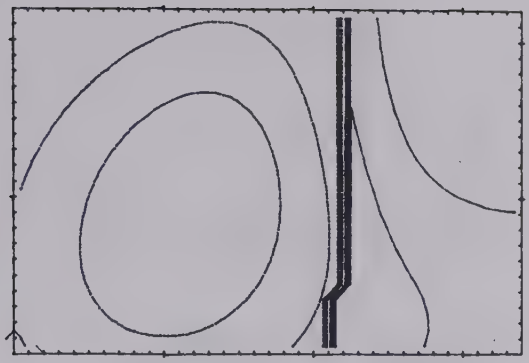


Abb. 39c

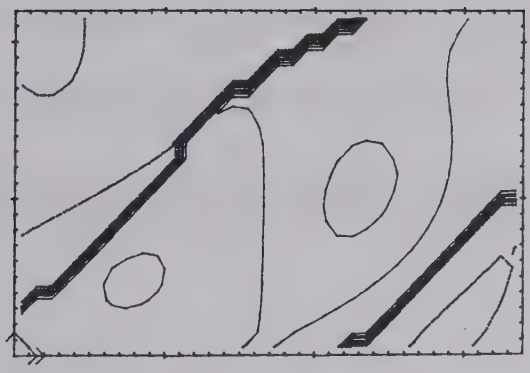


Abb. 39d

Lebenslauf

Name:	Maute, Konrad
geboren am:	31.10.50
in:	Albstadt-Tailfingen
Familienstand:	verheiratet
Schulen:	1957 - 1961 Grundschule in Albstadt-Tailfingen 1961 - 1969 Gymnasium Ebingen 20.06. 1969 Reifeprüfung in Albstadt-Ebingen
Bundeswehr:	1.07.69 - 30.06.71
Universität:	1971 - 1979 Studium der Physik an der Eberhard-Karls-Universität Tübingen 1.04.74 Vorprüfung zur Diplomprüfung 1977 - 1979 Diplomarbeit am Lehrstuhl f. Theor. Astrophysik bei Herrn Prof. Dr. G. Elwert mit dem Thema: "Iterationsverfahren zur Entfaltung von Röntgenbildern der Sonnenkorona". 25.07.79 Diplomprüfung in Physik Seit September 79 Dissertation am Lehrstuhl f. Theor. Astrophysik bei Herrn Prof. Dr. G. Elwert mit dem Thema: "Thermische Bremsstrahlung und Gyroresonanzstrahlung der Sonne bei 2,8cm Wellenlänge".
Bisherige Stellen:	1977 - 1979 Wissenschaftliche Hilfskraft am Lehrstuhl f. Theor. Astrophysik, Tübingen Seit 01.09.79 Wissenschaftlicher Angestellter am Lehrstuhl f. Theor. Astrophysik, Tübingen
Akademische Lehrer:	Baumann, Gönnenwein, Haug, Hübener, Elwert, Krüger, Lutz, Mack, Mertens, Möllenstedt, Mühleisen, Pfister, Ruder, Schmid, Seiler, Sohr, Speidel, Stumpf.

Druck: Zeeb-Druck, Tübingen 7 (Hagelloch)